ORSAY
N° d'ordre : 2609

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Alfred LEPRETRE

MESURES DES SECTIONS EFFICACES PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV POUR LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS (Sn - Ce - Ta - Pb et U)

Soutenue le 28 juin 1982, devant la Commission d'Examen

Mme	MARTY	Présidente
MM.	RIOU	
	BERGERE	
	BOHIGAS	Examinateurs
	GILLET	
	JOLY	

ORSAY

N° d'ordre : 2609

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Alfred LEPRETRE

MESURES DES SECTIONS EFFICACES PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV POUR LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS (Sn - Ce - Ta - Pb et U)

Soutenue le 28 juin 1982, devant la Commission d'Examen

Mme	MARTY	Présidente
MM.	RIOU	
	BERGERE	
	BOHIGAS	Examinateurs
	GILLET	
	JOLY	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Remerciements

Au moment de présenter ce mémoire, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Madame N. Marty, Professeur à la faculté des sciences d'Orsay, qui a bien voulu accepter de diriger cette thèse, ainsi qu'à Monsieur le Professeur M. Riou et à Monsieur O. Bohigas, chercheur du CNRS, qui ont bien voulu faire partie de la Commission d'Examen.

Cette étude a été effectuée auprès de l'accélérateur linéaire de 600 MeV de Saclay et a pu être menée à bien grâce aux moyens scientifiques du service des Mesures Neutroniques Fondamentales du Département de Physique Nucléaire. Que Monsieur V. Gillet, Chef de ce département et Monsieur R. Joly, Chef de ce service, qui tous les deux ont de plus accepté de faire partie de mon jury de thèse, veuillent bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je voudrais remercier tout spécialement Mr R. Bergère qui dirige le groupe des réactions photonucléaires de basse énergie et qui m'a initié à la recherche en physique. L'impulsion qu'il a su donner aux travaux de notre groupe et les nombreuses discussions approfondies que nous avons eues, ont été une aide efficace pour la réalisation et l'analyse de cette expérience. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Le travail en équipe étant de règle en physique nucléaire autour de grands appareils, cette étude n'aurait pu se faire sans l'appui du groupe des réactions photonucléaires, dont je remercie tous les membres qui m'ont aidé dans l'élaboration de ce travail, depuis l'étude des différents éléments constitutifs de l'installation, jusqu'au dépouillement et à l'interprétation des résultats expérimentaux. Ainsi, je ne peux pas oublier mes nombreuses discussions avec Monsieur P.J. Carlos dont les idées, les conseils et les critiques m'ont été très précieux, ni avec Monsieur A. Veyssière qui est à l'origine de la mise en place du contrôle automatique de nos expériences, ni avec Monsieur H. Beil qui a joué un rôle prépondérant dans les études du détecteur de photoneutrons. Je ne peux pas oublier non plus mes nombreux échanges de vues avec Madame A. de Miniac, Messieurs J. Fagot et T. Aniel, et Mademoiselle C. Chollet.

Je veux également souligner l'aide précieuse que j'ai rencontrée auprès de Messieurs P. Garganne, P. Bourgeois, J.L. Fallou, C. Meda qui sont à la base des diverses réalisations mécaniques, électromécaniques et électroniques.

Qu'il me soit permis de remercier Monsieur F. Netter, responsable de l'accélérateur linéaire de 600 MeV, ainsi que toute son équipe, pour l'énergie dont

ils ont fait preuve pour satisfaire les exigences toujours plus accrues des expérimentateurs.

Enfin, je suis infiniment reconnaissant à Madame P. Gugenberger, à Madame C. Burri, à Madame H. Chevaux et à Monsieur D. Bouziat pour avoir assuré avec efficacité la présentation et la publication de ce mémoire.

ABSTRACT

The total photonuclear absorption cross section for Sn, Ce, Ta, Pb and U has been studied from 25 to 140 MeV using a continuously variable monochromatic photon beam obtained from the annihilation in flight of monoenergetic positrons. The basic experimental results are a set of data giving sums of inclusive multiple photoneutron production cross sections of the form $\sigma^{(j)}(E_\gamma) = \Sigma_{i=j} \sigma(\gamma,in)$ for neutron multiplicities ranging from j=1 to 12. From these data the total photonuclear absorption cross section $\sigma(tot : E_\gamma)$ has been deduced. It is concluded that Levinger's modified quasi-deuteron model describes the total cross sections reasonably well. When these data are combined with lower energy data and integrated to 140 MeV they indicate the need for an enhancement factor K for the Thomas-Reiche-Kuhn sum rule of 0.76 ± 0.10. No evidence was found that would indicate an A-dependence for the enhancement factor.

From event-by-event records of observed photoneutron multiplicities it was also possible to determine the mean number of photoneutrons, ν, for each photon energy and the widths W of the multiplicity distributions. From these measurements one also obtains the cross section for the formation of a compound nucleus state excited with the full energy of the absorbed photon.

Table des matières

Introduction 1

Chapitre 1 MOTIVATIONS PHYSIQUES DE L'ETUDE DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV POUR LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS 9

I. COMPARAISON DES REGLES DE SOMME THEORIQUES ET DES SECTIONS EFFICACES TOTALES INTEGREES EXPERIMENTALES 9

I.1. Introduction 9

I.2. Historique des règles de somme photonucléaires antérieures à 1972 12

I.2.1. Règle de somme dipolaire atomique de Thomas-Reiche-Kuhn (1925) 12

I.2.2. Règle de somme dipolaire nucléaire : généralités ... 13

I.2.3. Règle de somme dipolaire nucléaire : Levinger (1950) 15

I.2.4. Relation entre le facteur K de la règle de somme et la déviation δg_ℓ du facteur orbital g_ℓ d'un nucléon du noyau 16

I.2.5. Règle de somme de Gell-Mann, Goldberger et Thirring (G.G.T) 16

I.2.6. Comparaison des règles de somme de Levinger, Bethe et de Gell-Mann, Goldberger et Thirring (G.G.T) 17

I.3. Résultats expérimentaux des sections efficaces intégrées photonucléaires 18

I.3.1. Résultats expérimentaux antérieurs à 1972 18

I.3.2. Résultats photonucléaires publiés à la Conférence de Sendaï en 1972 19

I.4. Historique des règles de somme photonucléaires de 1972 à 1978 20

I.4.1. Règle de somme de G.G.T. généralisée 20

I.4.2. Règles de somme dipolaires photonucléaires de 1972 à 1978 22

I.5. Conclusions 25

II. ETUDE DES MECANISMES D'ABSORPTION DES PHOTONS AU-DELA DE LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE ET EN DECA DU SEUIL DE PHOTOPRODUCTION DES PIONS 26

III. ETUDE DES MECANISMES DE DESEXCITATION DES NOYAUX APRES ABSORPTION DE PHOTONS 28

IV. CONCLUSION 28

Chapitre 2 HISTORIQUE DES EXPERIENCES PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV . 33

I. SECTIONS EFFICACES TOTALES PHOTONUCLEAIRES ET SECTIONS EFFICACES TOTALES PHOTONEUTRONIQUES ENTRE 30 ET 140 MeV : Qu'est-ce qui était connu en 1970 ? 33

I.1. Noyaux légers 33

I.2. Noyaux lourds 36

II. METHODE D'ABSORPTION TOTALE UTILISEE A L'ACCELERATEUR LINEAIRE DE MAYENCE 40

II.1. Principe 40

II.2. Méthode de Mayence 40

II.3. Discussion de la méthode 41

III. METHODE DE DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES PHOTONUCLEAIRES TOTALES DE BONN 44

IV. METHODE DE DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES PHOTONUCLEAIRES TOTALES DE SACLAY POUR LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS 47

Chapitre 3 ETUDE DU FAISCEAU DE PHOTONS QUASI-MONOCHROMATIQUES UTILISE DANS LES EXPERIENCES PHOTONEUTRONIQUES AUPRES DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 600 MeV DE SACLAY 53

I. THE QUASI-MONOCHROMATIC PHOTON BEAM USED IN PHOTONEUTRON EXPERIMENTS FROM 20-120 MeV AT THE 600 MeV SACLAY LINAC (reproduction de l'article paru dans la revue N.I.M. 165 (1979) 417 55

I.1. Introduction 55

I.1.1. Main features of the Saclay BE photonuclear facility .. 55

I.1.2. Computer associated beam control and data acquisition . 57

I.2. The positron beam 58

I.2.1. Positron beam production, acceleration and transport .. 58

I.2.2. Positron beam analysis and characteristics 58

I.3. The quasi-monochromatic photon beam 60

I.3.1. General features of the photon spectra produced by monoenergetic positrons 61

I.3.2. How to choose the annihilation radiators and the associated kinematics, best suited for a particular (γ,n) experiment 63

I.3.3. How to produce the second photon spectrum S' 67

I.3.4. How to use the second photon spectrum S' 68
I.3.5. General characteristics of the monochromatic photon beam 71
I.4. Conclusions 74

II. COMPARAISON DES PROCEDES D'OBTENTION DES FAISCEAUX DE PHOTONS QUASI MONOCHROMATIQUES AUPRES DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 60 MeV DE SACLAY (AL 60) ET AUPRES DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 600 MeV DE SACLAY (ALS 600) 77
II.1. Dispositif expérimental de l'AL 60 77
II.2. Différences entre les méthodes de production des faisceaux de positons de l'AL 60 et de l'ALS 600 79
II.3. Différences entre les procédés d'obtention des faisceaux de photons quasi monochromatiques de l'AL 60 et de l'ALS 600 80

Chapitre 4 SYSTEME DE DETECTION DES PHOTONEUTRONS 85

I. LE DETECTEUR DE PHOTONEUTRONS 85

II. MESURE DE LA MULTIPLICITE NEUTRONIQUE 87
II.1. Distribution du temps de capture des neutrons dans le détecteur 87
II.2. Séquence des portes en temps du système de comptage des neutrons 88
II.3. Multiplicité photoneutronique 89

III. ETUDE DE L'EFFICACITE DU DETECTEUR POUR DES NEUTRONS MONOENERGETIQUES 91
III.1. Généralités 91
III.2. Mesure de l'efficacité du détecteur de neutrons pour "une source de neutrons de californium" 92
III.3. Calcul de l'efficacité neutronique ε_E de notre détecteur "nu" pour des neutrons d'énergie inférieure ou égale à 10 MeV par la méthode de Monté-Carlo 93
III.4. Estimation de l'efficacité ε_E de notre détecteur "nu" pour des neutrons de haute énergie 94
III.5. Estimation de l'efficacité ε_E de notre détecteur avec sa protection, pour des neutrons de haute énergie 95
III.6. Section efficace du deutérium et efficacité neutronique du détecteur 96

IV. ETUDE DE L'EFFICACITE DU DETECTEUR POUR DES REACTIONS PHOTONEUTRONIQUES (γ,in) 100

IV.1. Efficacité et réactions photoneutroniques 100

IV.2. Efficacité ε de détection et événements de haute multiplicité neutronique 103

V. LES BRUITS DE FOND 105

Chapitre 5 EXPLOITATION DES DONNEES EXPERIMENTALES 111

I. GENERALITES 111

II. DEFINITION DES SECTIONS EFFICACES PHOTONEUTRONIQUES $\sigma^{(i)}$ ... 112

III. ORGANIGRAMME RELIANT LE NOMBRE DES EVENEMENTS NUCLEAIRES CREES PAR UN FAISCEAU DE PHOTONS MONOCHROMATIQUES ET LE CONTENU DES ECHELLES DE COMPTAGE ELECTRONIQUE 116

IV. DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES PHOTONUCLEAIRES $\sigma^{(i)}$ POUR LES CORPS MOYENS ET LOURDS AU MOYEN D'UN FAISCEAU DE PHOTONS QUASI MONOCHROMATIQUES D'ENERGIE COMPRISE ENTRE 30 ET 140 MeV 121

V. DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ ET DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES DE LA DISTRIBUTION DE LA MULTIPLICITE NEUTRONIQUE DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES 124

VI. ETUDES ET CALCULS DES PRECISIONS DES DIVERSES GRANDEURS MESUREES 129

VII. RESULTATS EXPERIMENTAUX 130

Chapitre 6 REACTIONS PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV, REGLES DE SOMME THEORIQUES ET MODELES DU QUASI-DEUTERON 133

I. TOTAL PHOTONUCLEAR ABSORPTION CROSS SECTION OF Pb MEASURED WITH QUASI-MONOCHROMATIC PHOTONS BETWEEN 25 AND 106 MeV (Reproduction de l'article paru dans Physic Letters 79B (1978) 43. 134

II. MEASUREMENTS OF THE TOTAL PHOTONUCLEAR CROSS SECTIONS FROM 30 MeV TO 140 MeV FOR Sn, Ce, Ta, Pb AND U NUCLEI (Reproduction de l'article paru dans Nuclear Physics A367 (1981) 237. 138

II.1. Introduction 138

II.2. Experimental procedures 139

II.3. The evaluation of the $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ data and the experimental uncertainties 144

II.4. The $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ results 148

II.5. The case of the $\sigma^{(1)}$ data 153
II.6. Comparison of available data 156
II.7. The integrated cross section and the E1 sum rule 158
II.8. The energy dependence of σ(tot : E_γ) and the quasi-deuteron effect 163

III. SECTIONS EFFICACES TOTALES INTEGREES PHOTONUCLEAIRES EXPERIMENTALES ET REGLES DE SOMME PHOTONUCLEAIRES..... 171

Chapitre 7 ETUDE DE LA MULTIPLICITE PHOTONEUTRONIQUE ET ETUDE DE LA FORMATION DU NOYAU COMPOSE POUR DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV 179

I. ANALYSIS OF NEUTRON MULTIPLICITIES IN PHOTONUCLEAR REACTIONS FROM 30 TO 140 MeV IN HEAVY ELEMENTS (Reproduction de l'article paru dans Nuclear Physics A390 (1982) 221-239) 181
I.1. Introduction 181
I.2. The lowest moments of the distribution of the neutron multiplicity 182
I.3. Deducing the mean energy removed by the fast neutrons .. 189
I.4. Deducing the mean numbers of fast neutrons and protons emitted per photo absorption 190
I.5. The mean energies and multiplicities of fast photoneutrons in the present experiment 192
I.6. The width of the distribution of the energies removed by fast particles 196
I.7. Conclusions and Summary 197

Appendix. A simple classical estimate for escape probabilities from a potential well 198

II. A STUDY OF THE FORMATION OF COMPOUND NUCLEUS STATES BY ABSORPTION OF 30 TO 90 MeV PHOTONS IN Sn, Ce, Ta and Pb NUCLEI (Reproduction de l'article paru dans Nucl. Phys. A390 (1982) 240). 201

II.1. Introduction 201
II.2. Evaluation of the cross section $\sigma^{CN}(\bar{E}^* = E_\gamma)$ for the formation of a compound nucleus state excited with the full energy E_γ of the absorbed photon 204
II.3. Can we get an approximate value for the probability of formation of a compound nucleus state excited at the energy $\bar{E}^* = E_\gamma$ when the photon is absorbed on a quasi deuteron pair ? 208
II.4. Evaluation of the fast nucleon mean free path $\bar{\lambda}$ 211
II.5. Conclusions 213

CONCLUSION 215

Annexe A ETUDE DE L'EFFICACITE ε_E DU DETECTEUR DE NEUTRONS EN FONCTION DE L'ENERGIE DES NEUTRONS 219

I. GENERALITE 219

II. PRESENTATION DU MODELE 220

III. ESTIMATION DE L'EFFICACITE ε_E DU DETECTEUR SANS SA PROTECTION .. 221

III.1. Neutrons monoenergétiques de 50 MeV 221

III.2. Neutrons monoénergétiques de 20 MeV 228

III.3. Efficacité ε_E du détecteur sans sa protection 228

IV. ESTIMATION DE L'EFFICACITE ε_E DU DETECTEUR AVEC SA PROTECTION .. 229

IV.1. Cas des neutrons monoénergétiques de 50 MeV émis au centre du détecteur 229

IV.2. Cas des neutrons monoénergétiques de 20 MeV émis au centre du détecteur 233

IV.3. Efficacité ε_E du détecteur avec sa protection 234

Annexe B INFLUENCE DE LA PROTECTION DU CAPTEUR DE FARADAY ET DE LA PROTECTION DU DETECTEUR SUR LES DIVERS BRUITS DE FOND 239

I. INTRODUCTION 239

II. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DES PROTECTIONS SUR LES BRUITS DE FOND BF_0 ET BFT 239

II.1. Cas de BF_0 239

II.2. Cas de BFT 240

III. ETUDE "THEORIQUE" DE L'INFLUENCE DES PROTECTIONS SUR LE BRUIT DE FOND BFT 240

IV. ROLES DE LA PROTECTION DU DETECTEUR DE NEUTRONS 244

Annexe C EXPRESSIONS DE S_k ET DE $S^{(k)}$ EN FONCTION DE ε ET DES E_j 245

I. CALCUL DIRECT DE $S^{(1)}$, $S^{(2)}$, $S^{(3)}$ ET DE $S^{(4)}$ ET EXPRESSIONS DE $S^{(k)}$ ET DE S_k 245

II. ETUDE DE S_k 247

III. ETUDE DE $S^{(k)}$ 248

Annexe D CALCUL DE L'ATTENUATION DES PHOTONS 249

Annexe E ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA MAUVAISE AFFINITE ENTRE LES SPECTRES DE RAYONNEMENT DE FREINAGE OBTENUS AVEC UNE CIBLE DE LiH ET UNE CIBLE DE Cu SUR LA DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES $\sigma^{(i)}$ 251

I. DETERMINATION DU RAPPORT D'AFFINITE $\bar{R}$ DANS LE CAS REEL 251

II. INFLUENCE SUR LES SECTIONS EFFICACES $\sigma^{(i)}$ DU CHOIX DE $\bar{R}$ COMME RAPPORT D'AFFINITE ENTRE LES SPECTRES DE RAYONNEMENT DE FREINAGE DU LiH ET DU Cu 254

Annexe F ETUDE DES EFFETS D'EPAISSEUR DE CIBLE SUR LA MESURE DE LA SECTION EFFICACE PHOTONEUTRONIQUE 257

I. INTRODUCTION 257

II. PREMIER MODELE : mise en évidence de l'effet d'épaisseur 258

III. DEUXIEME MODELE : calcul du bruit neutronique dans la cible 259

IV. CONCLUSION : tests expérimentaux 262

Annexe G CONSIDERATIONS STATISTIQUES SUR LE CONTENU DES ECHELLES DE COMPTAGE 263

Annexe H RESULTATS EXPERIMENTAUX PHOTONEUTRONIQUES DE 30 A 140 MeV POUR LES NOYAUX ETAIN, CERIUM, TANTALE, PLOMB ET URANIUM 275

I. TABLES DES VALEURS NUMERIQUES ET GRAPHIQUES DES SECTIONS EFFICACES PHOTONEUTRONIQUES $\sigma^{(i)} = \sum_{j=i} \sigma(\gamma,jn...)$ POUR Sn, Ce, Ta, Pb ET U. 275

II. TABLES DES VALEURS NUMERIQUES DE LA MULTIPLICITE MOYENNE ET DE LA LARGEUR DES DISTRIBUTIONS NEUTRONIQUES POUR Sn, Ce, Ta, Pb ET U . 297

Introduction

Les raisons fondamentales de l'intérêt d'utiliser des faisceaux de photons réels comme sonde nucléaire sont bien connues : contrairement, par exemple, au cas de l'excitation d'un noyau cible par une sonde hadronique (dans ce cas le projectile incident peut être soit un baryon comme le proton et le neutron, soit un méson) l'excitation du noyau par la sonde photon se fait par l'intermédiaire de l'interaction électromagnétique, qui des quatre interactions fondamentales du monde physique (l'interaction forte, l'interaction faible, l'interaction gravitationnelle et l'interaction électromagnétique) est la mieux connue. Ceci n'est d'ailleurs vrai qu'en première approximation puisque l'interaction électromagnétique sur un nucléon est modifiée par la présence des autres nucléons du noyau comme il est attesté par l'existence des courants d'échange. Néanmoins, il est possible, à partir de cette interaction électromagnétique, d'obtenir assez directement des informations au sujet des fonctions d'onde impliquées dans le noyau.

Le but de la plupart des expériences nucléaires est de déterminer les fonctions d'onde nucléaire : si celles-ci étaient connues, l'hamiltonien nucléaire pourrait être obtenu et notre compréhension des forces nucléaires et de leurs modifications, quand les nucléons sont à l'intérieur d'un noyau, pourrait être testée et améliorée. La détermination des propriétés statiques, des densités de transitions et des courants, rendue possible par la sonde électromagnétique, est un des buts principaux de ces expériences.

Un autre aspect important de la sonde électromagnétique est sa spécificité due à son caractère d'opérateur à un corps. Puisque le moment angulaire, la parité et l'isospin d'une transition multipolaire sont bien déterminés, la sonde électromagnétique excite certains types spécifiques de mouvement nucléaire : c'est en fait l'outil idéal pour montrer de la façon la plus convaincante les divers types importants de mouvement nucléaire.

La résonance géante dipolaire, pour laquelle une unité de moment angulaire doit être apportée au noyau cible en est un exemple, car a priori, il n'y a pas de raison de croire que la plus grande partie de la force dipolaire doit être trouvée dans une région relativement étroite en énergie,et,ce sont les premières expériences,révélées par l'article de Goldhaber et Teller [1],qui ont démontré ce fait étonnant.

Le fait que les photons réels induisent des interactions favorisant des transitions de faible moment angulaire, peut être un inconvénient lorsqu'il s'agit d'étudier des résonances de multipolarité plus élevée (résonances quadrupolaires, octupolaires..), pour lesquelles l'excitation du noyau par les photons virtuels associés à la diffusion (e,e'),constitue alors un"outil"mieux adapté mais d'un emploi plus difficile en raison justement du nombre de transitions multipolaires qui peuvent être excitées.

Les diverses interactions des photons réels avec la matière sont schématisées sur la figure 1. Sur cette figure est résumé le comportement typique, en fonction de l'énergie, de ces photons quand ils sont absorbés par un noyau :

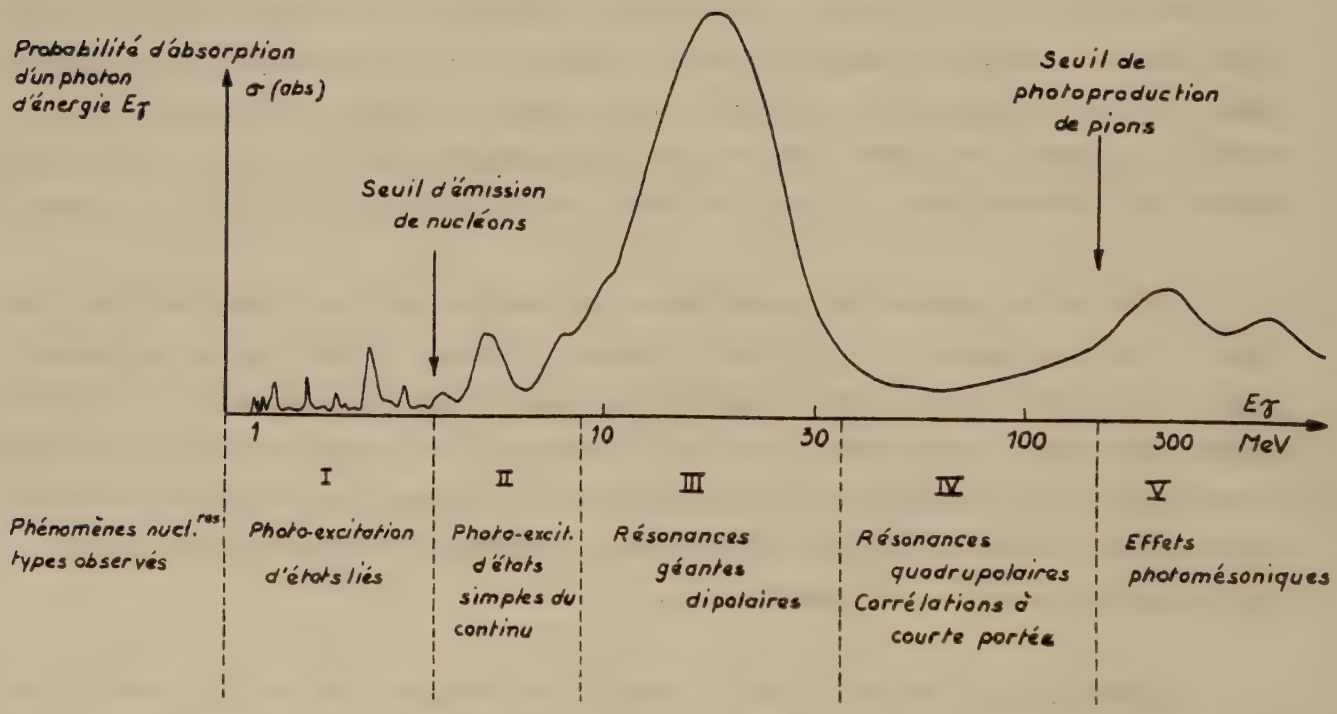


fig. 1 : *Représentation qualitative de la probabilité d'absorption d'un photon par un noyau en fonction de l'énergie de ce photon.*

- jusqu'à $E_\gamma \sim 9$ MeV ($\lambda\!\!\!^{-} \sim 20$ fm) on observe principalement la photoexcitation d'états individuels liés ou non dont la nature microscopique peut être connectée à des effets de modèles en couches.

- De 9 à 25 MeV ($\lambda\!\!\!^{-} \sim 10$ fm) approximativement on observe l'excitation systématique de modes collectifs tels que la résonance géante dipolaire, ceci même pour un noyau aussi léger que l'hélium quatre. La seule vraie exception est le cas du deutéron.

- Au-dessus de 30 MeV et jusqu'à 140 MeV, on peut s'attendre à observer des résonances correspondant à des modes collectifs de multipolarité plus élevée (quadrupolaire ou octupolaire). Mais dès que la longueur d'onde du photon incident est de l'ordre de grandeur de la distance entre nucléons ($\lambda\!\!\!^{-} \sim 2$ fm correspondant à des énergies voisines de 100 MeV), on peut espérer tirer, de l'étude de l'absorption nucléaire, des informations sur les corrélations nucléon-nucléon dans le noyau, effets qui doivent influencer à la fois les mécanismes responsables de l'absorption des photons et le facteur "d'enhancement K", par rapport à la règle de somme, la plus simple, de la section efficace totale intégrée photonucléaire.

- Au-delà du seuil de création des pions ($E_\gamma \gtrsim 140$ MeV) l'absorption du photon se fait essentiellement sur un nucléon individuel "quasi-libre" soit par création de pions réels, soit par excitation intermédiaire d'une résonance baryonique comme par exemple la résonance $\Delta(J = 3/2, T = 3/2)$ autour de 300 MeV.

De nombreuses données expérimentales systématiques existent dans les 3 premières régions. En particulier, la résonance géante dipolaire (RGD) a été très étudiée du point de vue expérimental par i) absorption totale de photons, ii) étude des voies de réaction partielle (γ,n), (γ,p), (γ,d), (γ,α) et (γ,pn) pour les noyaux légers, (γ,n), $(\gamma,2n)$ et $(\gamma,3n)$ pour les noyaux lourds, iii) étude des réactions inverses comme (p,γ_o), (p,γ_1), (d,γ_o), (α,γ_o). Un certain nombre de revues d'ensemble des propriétés établies ont été publiées [2,3]. Les propriétés principales sont les suivantes :

1) Une variation lente avec A de la position moyenne E_D de la RGD est observée et peut être assez raisonnablement représentée par une loi du type $E_D = 78\ A^{-1/3}$ MeV, au moins pour les noyaux $A > 100$, en accord avec les prédictions de type hydrodynamique de Steinwedel et Jensen. En fait, il semble plutôt que la variation soit comprise entre cette loi et la loi $E_D = 35\ A^{-1/6}$ MeV prédite par Goldhaber et Teller. Pour $A < 100$, E_D devient rapidement inférieur à $78\ A^{-1/3}$ MeV et, pour les noyaux légers, la position moyenne de la RGD ne varie plus régulièrement avec A. La figure 2 présente la comparaison des résultats expérimentaux avec ces modèles théoriques.

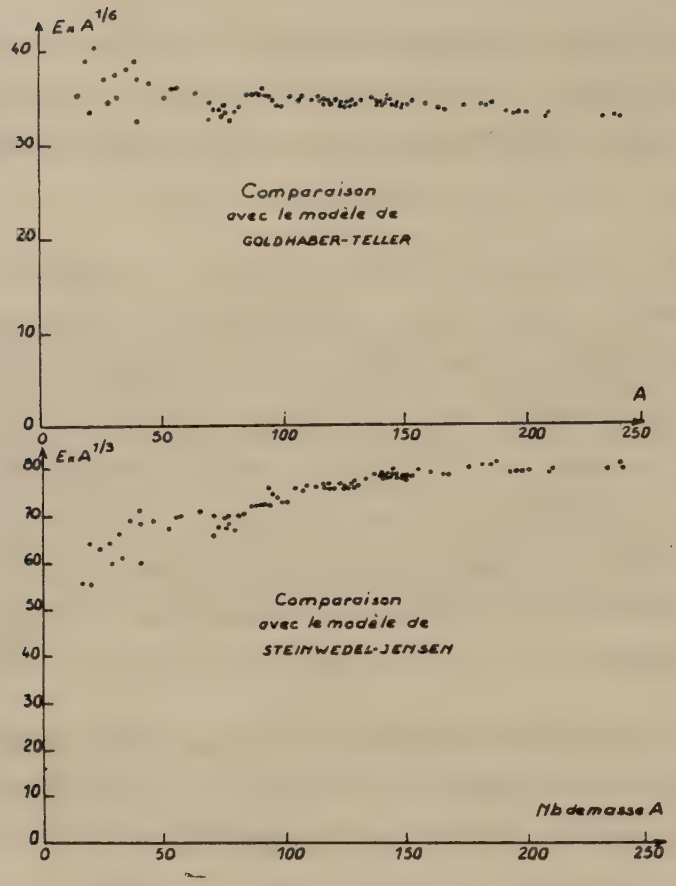


Fig. 2 : *Comparaison de l'énergie moyenne de la résonance géante dipolaire avec les modèles de Goldhaber-Teller et de Steinwedel-Jensen.*

2) L'évolution de la forme de la RGD pour les noyaux moyens et lourds est bien prédite par les modèles hydrodynamiques: la RGD est bien représentée par une raie de Lorentz unique pour les noyaux sphériques

$$\sigma_L(E) = \sigma_o \frac{(E\Gamma_o)^2}{(E^2-E_o^2)^2 + (E\Gamma_o)^2}$$

et par deux raies de Lorentz pour les noyaux à déformation permanente

$$\sigma'_L(E) = \sigma_1 \frac{(E\Gamma_1)^2}{(E^2-E_1^2)^2 + (E\Gamma_1)^2} + \sigma_2 \frac{(E\Gamma_2)^2}{(E^2-E_2^2)^2 + (E\Gamma_2)^2}$$

le rapport E_2/E_1 permettant de retrouver le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o du noyau suivant les prédictions de Okamoto et Danos.

Enfin, pour les transitions entre les noyaux sphériques et les noyaux à déformation permanente (par exemple de N = 82 à N = 90), on observe bien l'élargissement progressif de la RGD prédit par le modèle collectif dynamique. Ce modèle tient compte d'un couplage entre les oscillations de volume dipolaire et les oscillations de surface quadrupolaire à basse énergie. Ce couplage conduit à un étalement

en énergie de la force dipolaire d'autant plus grand que le noyau devient "mou" vis-à-vis des vibrations quadrupolaires. Ces effets sont à relier à la modulation de la largeur de la RGD par les effets de couche qui ont été expérimentalement observés.

3) Bien que cela ne soit pas encore complètement clair, un certain nombre de faits expérimentaux suggèrent qu'il y a, pour les noyaux $T_o \neq 0$, un dédoublement de la résonance géante en une composante à basse énergie d'isospin T_o et une composante à haute énergie d'isospin $T_o + 1$, comme dans le cas du ^{26}Mg.

4) Pour les noyaux lourds, la section efficace photoneutronique totale représente à peu près bien la section efficace totale $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ et permet de calculer la règle de somme $\int^{30\ \text{MeV}} \sigma(\text{tot} : E_\gamma)\, dE_\gamma$ qui excède déjà de 15 %, environ, la règle de somme classique de Thomas-Reiche et Kuhn (TRK).

Or, pour des noyaux lourds tels que le plomb 208, il est possible de représenter par une expression mathématique (courbe de Lorentz), les points expérimentaux. Si l'on utilise alors cette expression mathématique, pour calculer la règle de somme $\int^{\infty} \sigma(\text{tot} : E_\gamma) dE_\gamma$, on trouve que l'on dépasse de 40 % environ la règle de TRK. Cependant, rien ne permet de justifier cette extrapolation de la section efficace totale par une courbe de Lorentz.

En conséquence, on peut considérer que dans cette région d'énergie, l'accord entre la théorie et l'expérience, en ce qui concerne la position et la forme des résonances géantes dipolaires, est satisfaisant. Par contre, pour les corps lourds, la section efficace totale intégrée jusqu'à 30 MeV dépasse déjà de 15 % la règle de somme classique de TRK, ce qui pose un problème théorique important.

En ce qui concerne les données expérimentales entre 30 MeV et le seuil de photoproduction des pions (140 MeV) les seules données récentes obtenues dans cette région sont les mesures du laboratoire de Mayence [4] sur les corps légers ($Z \lesssim 20$). Ces expériences ont montré que $\int \sigma(\text{tot} : E_\gamma) dE_\gamma$ intégré jusqu'au seuil de photoproduction des pions, vaut environ 1,8 à 2 fois la règle de somme de TRK, l'excès étant dû, en gros, à la partie $\int_{30\ \text{MeV}}^{140\ \text{MeV}} \sigma(\text{tot} : E_\gamma) dE_\gamma$. Cette section efficace intégrée expérimentale a stimulé l'étude théorique des règles de somme photonucléaires, car pour la première fois il a été possible de comparer les théories et les expériences jusqu'au seuil physique de production des pions.

Etant donné que la méthode utilisée au laboratoire de Mayence ne convient pas pour les noyaux lourds et, vu l'intérêt physique de l'étude de ces noyaux aussi

bien au point de vue de la mesure expérimentale de la section efficace photonucléaire intégrée jusqu'à 140 MeV et de sa comparaison avec les diverses règles de somme théoriques, qu'au point de vue étude du mécanisme d'absorption des photons de 30 à 140 MeV, nous avons extrapolé jusqu'à 140 MeV en salle de Basse Energie (BE) auprès de l'accélérateur linéaire de 600 MeV de Saclay (ALS), la méthode initialement utilisée, dans la région de la résonance géante dipolaire auprès de l'accélérateur de 60 MeV de Saclay [2].

Dans le premier chapitre nous présentons les motivations théoriques de l'étude des réactions photonucléaires de 30 à 140 MeV pour les noyaux moyens et lourds.

Nous faisons ensuite dans le deuxième chapitre un rapide historique des expériences photonucléaires de 30 à 140 MeV effectuées antérieurement sur les corps légers et sur les corps lourds, et, nous présentons un aperçu rapide de notre méthode.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de l'obtention de faisceaux de photons quasi monochromatiques de 30 à 140 MeV en salle de Basse Energie (BE) de l'ALS 600 en insistant sur les différences avec l'obtention de faisceaux de photons quasimonochromatiques utilisés à l'AL 60 pour étudier la résonance géante dipolaire.

Dans le quatrième chapitre, nous décrivons succintement le système de détection des photoneutrons, en approfondissant les difficultés entraînées par la grande multiplicité photoneutronique, pour les corps lourds, dans cette gamme d'énergie et par le fait que l'efficacité ε de détection des neutrons est différente de 1 (en pratique : $0,5 < \varepsilon < 0,65$). Nous étudions également les divers bruits de fond de notre système.

Le cinquième chapitre est consacré à l'obtention des résultats physiques (sections efficaces totales et partielles photoneutroniques, multiplicité moyenne et largeur de cette multiplicité photoneutronique) à partir des résultats expérimentaux bruts. Il est, entre autre, décrit les difficultés mathématiques dues à la grande multiplicité photoneutronique des événements pouvant entraîner des oscillations parasites dans les résultats finals.

Le sixième chapitre est consacré à la présentation et à la discussion des sections efficaces totales et partielles pour les corps Sn, Ce, Ta, Pb et U. Les résultats expérimentaux sont comparés aux divers modèles du quasi deutéron et les sections efficaces intégrées expérimentales correspondantes sont comparées aux règles de somme théoriques.

Dans le dernier chapitre nous étudions la distribution des multiplicités pho-

toneutroniques. Des essais sont faits pour en déduire des informations sur les particules rapides (neutron ou proton) émises après absorption d'un photon de haute énergie par un noyau. Enfin, nos résultats sont utilisés pour séparer la partie "directe" de la partie "noyau composé" des particules émises dans la désexcitation des noyaux.

Références

[1] M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev. 74 (1948) 1046.

[2] P.J. Carlos, Thèse. Université de Paris Sud, Centre d'Orsay (1972).
A. Veyssière, Thèse. Université de Bordeaux 1 (1971).
R. Bergère et al. Nucl. Phys. A121 (1968) 463.
R. Bergère et al., Nucl. Phys. A133 (1969) 417.
A. Veyssière et al., Nucl. Phys. A159 (1970) 561.
H. Beil et al., Nucl. Phys. A172 (1971) 426.
P. Carlos et al., Nucl. Phys. A172 (1971) 437.
A. Leprêtre et al. Nucl. Phys. A175 (1971) 609.
A. Veyssière et al. Nucl. Phys. A199 (1973) 45.
A. Leprêtre et al., Nucl. Phys. A219 (1974) 39.
P. Carlos et al., Nucl. Phys. A219 (1974) 61.
P. Carlos et al., Nucl. Phys. A225 (1974) 71.
H. Beil et al., Nucl. Phys. A227 (1974) 513.
A. Leprêtre et al., Nucl. Phys. A258 (1976) 350.
P. Carlos et al., Nucl. Phys. A258 (1976) 365.

[3] B.L. Berman et al., Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 715.

[4] B. Ziegler, Total photonuclear cross section for light nuclei, Frascati ; Meeting March 7-10, 1978.

Chapitre I

MOTIVATIONS PHYSIQUES DE L'ETUDE DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV POUR LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS

I. COMPARAISON DES REGLES DE SOMME THEORIQUES ET DES SECTIONS EFFICACES TOTALES INTEGREES EXPERIMENTALES

I.1. Introduction

Les règles de somme théoriques (voir réf. [1] pour articles de base) sont des tentatives pour obtenir des quantités mesurables d'un système à plusieurs corps sans pour cela être obligé de connaître tous les états excités de ce système ; elles sont dérivées des relations d'unitarité et utilisent ce qui est connu des états fondamentaux, des opérateurs de transition et de l'hamiltonien du système. Ces règles de somme peuvent être utilisées, entre autre, pour tester les modèles nucléaires ou comme guide pour avoir l'ordre de grandeur attendu d'un mécanisme donné.

L'interaction électromagnétique se prête très bien au traitement des règles de somme, en particulier pour la photoabsorption, parce que cette interaction est un opérateur à un corps relativement simple.

Depuis 1972, il y a eu une recrudescence de l'étude des règles de somme photonucléaires occasionnée par les mesures de photoabsorption totale sur les corps légers, faites à Mayence par Ziegler et al. [2] et présentées à la conférence de Sendaï en 1972 : pour la première fois des mesures autorisent l'évaluation expérimentale des règles de somme photonucléaires jusqu'au seuil de photoproduction des pions, permettant ainsi la comparaison de l'expérience avec les diverses théories

Dans ce qui suit, nous nous intéresserons à l'interaction d'un champ électromagnétique (le photon) et d'un système de charge (l'atome ou le noyau) et aux règles de somme correspondantes. L'hamiltonien H du système total est la somme de 3 termes :

$$H = H_{noyau} + H_{photon} + H_{interaction} .$$

L'état dynamique du champ électromagnétique est défini à chaque instant par la donnée de $\vec{A}$ et de $\delta\vec{A}/\delta t$ où $\vec{A}$ représente le potentiel vecteur du champ électromagnétique.

En l'absence de charge, les champs électrique et magnétique sont déterminés par :

$$\Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\delta^2 A}{\delta t^2} = 0$$

$$\text{div}\ \vec{A} = 0 \qquad \text{jauge de Coulomb}$$

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\delta\vec{A}}{\delta t}$$

$$\vec{H} = \text{Rot}\ \vec{A}$$

On peut montrer que le champ libre électromagnétique se représente par un ensemble d'oscillateurs indépendants. D'autre part un développement multipolaire, utilisant les fonctions de Bessel sphérique permet de décomposer le potentiel vecteur $\vec{A}$ dans une base constituée par : $\vec{A}^{mag}_{jm}$ et $\vec{A}^{elec}_{jm}$; ces potentiels vecteurs $\vec{A}^{mag}_{jm}$ et $\vec{A}^{élec}_{jm}$ de parité respective $(-1)^j$ et $(-1)^{j+1}$ correspondent respectivement à un champ magnétique et à un champ électrique 2^j polaire.

Dans la suite nous ne considérons que le cas dipolaire électrique qui dans la limite des grandes longueurs d'onde ($k\,r << 1$) est le cas prépondérant.

On peut montrer que pour un noyau formé de N neutrons et de Z protons en interaction nucléaire, (interaction à deux corps v_{ik}) , l'hamiltonien H_{noyau} s'écrit

$$H_{noyau} = \sum_{i=1}^{N+Z} \frac{p_i^2}{2m_i} + H_{coulomb} + \sum_{i<k}^{N+Z} v_{ik}$$

L'hamiltonien total du système formé par le noyau en interaction avec le champ électromagnétique s'écrit alors, dans la jauge de Coulomb (div $\vec{A} = 0$), dans l'approximation non relativiste, et au premier ordre de la théorie des perturbations par

$$H = H_{photon} + H_{noyau} - \frac{1}{c}\int \vec{j}.\vec{A}\, d\vec{r}$$

l'hamiltonien d'interaction étant donné par :

$$H_{int} = -\frac{1}{c}\int \vec{j}.\vec{A}\, d\vec{r}$$

où $\vec{j}$ est le vecteur densité de courant du noyau.

Dans l'expression de H_{int} nous avons négligé le terme d'interaction $\frac{e^2}{2mc^2}\vec{A}^2$, de même que l'on néglige les termes du second ordre de la méthode des perturbations. (Ces termes correctifs correspondent à l'absorption ou à l'émission de deux quanta, pour lesquelles les probabilités de transition sont d'un ordre de grandeur plus petit)

Pour un champ électromagnétique dans l'approximation dipolaire électrique E_1 non retardé ($e^{-ikr} \approx 1$), pour un état de polarisation donnée de vecteur unitaire $\vec{u}$, le potentiel vecteur $\vec{A}$ intervenant dans le calcul des éléments de matrice des transitions dipolaires est proportionnel à grad $\vec{u}.\vec{r}$.

Pour une distribution de charge localisée $\rho = \sum_{\alpha=1}^{Z} e_\alpha\, \delta(r-r_\alpha)$ la section efficace d'absorption dipolaire d'un photon d'énergie $E_k - E_o$, le noyau passant de l'état initial $|0>$ à l'état final $|k>$, est donnée par :

$$\sigma_{0k} = \frac{4\pi^2}{\hbar c}(E_k-E_o)\left[\langle k|\ \Sigma\ e_\alpha\ \vec{u}.\vec{r}_\alpha\ |0\rangle\right]^2$$

Dans cette expression, si on désigne par z_α la projection sur la direction de polarisation $\vec{u}$, du déplacement de la charge dû à l'interaction, $D = \sum_\alpha e_\alpha\, z_\alpha$ est le moment électrique dipolaire du noyau induit par le champ électromagnétique, soit :

$$\sigma_{0k} = \frac{4\pi^2}{\hbar c}(E_k-E_o)\left[\langle k|D|0\rangle\right]^2$$

$$= \frac{4\pi^2}{\hbar c}(E_k-E_o)\ \Sigma\ e_\alpha^2\left[\langle k|\ z_\alpha\ |0\rangle\right]^2$$

Ceci est, dans le cas dipolaire, conforme au résultat donné par le théorème de Siegert qui peut s'énoncer : *à l'approximation non relativiste et dans la limite des grandes longueurs d'onde, l'élément de matrice des transitions électriques ne dépend explicitement que de la densité de charge; il ne fait pas intervenir les courants d'échange.*

En utilisant les quelques rappels précédents, nous allons maintenant succes-

sivement et succintement considérer les points suivants :

- l'historique des règles de somme dipolaires photonucléaires jusqu'en 1972
- les résultats expérimentaux connus en 1972
- les résultats expérimentaux présentés par Ziegler en 1972
- les règles de somme photonucléaires postérieures à 1972

ceci en se limitant à la règle de somme dite σ_o liée à la section efficace intégrée d'absorption photonucléaire totale (c'est-à-dire la règle de somme pondérée en énergie).

I.2. Historique des règles de somme photonucléaires antérieures à 1972

I.2.1. *Règle de somme dipolaire atomique de Thomas-Reiche-Kuhn (1925)*

En 1925 Thomas, Reiche et Kuhn [3] ont établi une règle de somme donnant pour un système atomique la section efficace intégrée d'absorption totale. Cette règle de somme est une conséquence des relations de commutation et peut être résumée en terme de "force d'oscillateur" comme suit :

Pour une transition dipolaire d'un électron d'un atome de l'état fondamental $|0\rangle$ à l'état excité $|k\rangle$ la force d'oscillateur f_k est donnée dans l'approximation non relativiste par :

$$f_k = \frac{2M(E_k - E_o)}{\hbar^2} \left[\langle k|z|0\rangle \right]^2$$

où z est la projection sur la direction de polarisation du déplacement de la charge dû à l'interaction dipolaire électrique. M est la masse de la particule faisant la transition (ici l'électron).

On peut montrer que f_k peut s'écrire

$$f_k = -\frac{M}{\hbar^2} \left\{ \langle 0| \left[H,z\right] |k\rangle\langle k|z|0\rangle - \langle 0|z|k\rangle\langle k| \left[H,z\right] |0\rangle \right\}$$

H étant l'hamiltonien de l'électron.

La somme sur tous les états k donne

$$\sum_k f_k = -\frac{M}{\hbar^2} \langle 0| \left[\left[H,z\right],z\right] |0\rangle .$$

La section efficace intégrée d'absorption vers le k° niveau est donnée par

$$\int_0^\infty \sigma_k (E)\, dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{M c} f_k$$

ce qui, sommé sur toutes les transitions, donne :

$$\int_o^\infty \sigma(E)\, dE = \frac{2\pi^2\, e^2\, \hbar}{M\, c} \sum_k f_k = \frac{2\pi^2\, e^2}{\hbar\, c} \langle 0 | \left[z, \left[H, z \right] \right] | 0 \rangle \qquad (1)$$

Pour un électron d'un atome, pour lequel

$$H = \frac{p^2}{2M} + V(r)$$

où V(r) est le potentiel coulombien commutant avec z, on obtient, en utilisant pour calculer le double commutateur, la relation $p = -i\hbar \frac{\delta}{\delta z}$:

$$\sum_k f_k = Z$$

d'où

$$\boxed{\int_o^\infty \sigma(E)\, dE = \frac{2\pi^2\, e^2\, \hbar}{Mc}\, Z = \sigma_o} \qquad (2)$$

qui est l'expression de la règle de somme dipolaire atomique de Thomas-Reiche-Kuhn [3] (T.R.K). En d'autres termes on peut considérer que mesurer $\int_o^\infty \sigma\,(E)\, dE$ revient à compter le nombre d'électrons de l'atome étudié.

Ce qui suit est consacré à la transposition de cette règle de somme au noyau.

I.2.2. *Règle de somme dipolaire nucléaire : généralités*

L'application de la règle de somme précédente au cas nucléaire rencontre deux difficultés importantes. La première de nature dynamique résulte du fait que quand un photon interagit avec un nucléon, le reste du noyau recule, tandis que quand un électron est excité, le recul du noyau est négligeable.

Cette première difficulté est surmontée en utilisant le concept de charges effectives. On peut montrer que l'absorption dipolaire électrique des photons par les nucléons du noyau se fait sur les protons et les neutrons ayant respectivement la charge effective Ne/A et -Ze/A. Dans le cas où le potentiel V de l'hamiltonien nucléaire commute avec z, la section efficace intégrée d'absorption dipolaire nucléaire devient :

$$\boxed{\int_o^\infty \sigma(E)\, dE = \frac{2\pi^2\, e^2\, \hbar}{M\, c} \left\{ \sum_{i=1}^{Z} \left(\frac{N}{A}\right)^2 f_i + \sum_{j=1}^{N} \left(-\frac{Z}{A}\right)^2 f_j \right\} = \frac{2\pi^2\, e^2\, \hbar}{M\, c}\, \frac{NZ}{A} = \sigma_o} \qquad (3)$$

Σf_i et Σf_j étant les "forces d'oscillation" sommées associées respectivement aux transitions des protons et des neutrons.

Ce résultat σ_o est connu comme la règle d'absorption dipolaire nucléaire de Thomas-Reiche-Kuhn (T.R.K).

Plus généralement en désignant par D_Z l'opérateur dipolaire défini par

$$D_Z = \sum_i \frac{1}{2} (1 + \tau_i^3) e Z_i$$

et par H l'hamiltonien nucléaire du système de la forme

$$H = \frac{1}{2M} \sum_k p_k^2 + V$$

on peut montrer que

$$\int_o^\infty \sigma(E)dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} \left[1+K\right] = \sigma_o (1+K) \qquad (4)$$

$$\text{avec} \qquad K = \frac{M A}{e^2 NZ} \langle 0 | \left[D_Z, \left[V, D_Z\right]\right] | 0 \rangle$$

K est appelé facteur "d'accélération" de la règle de somme dipolaire ; σ_o désigne la règle de somme classique de Thomas, Reiche et Kuhn.

Si V commute avec D_Z on retrouve évidemment la règle de TRK (formule 3) puisque alors, K = 0.

La deuxième difficulté est due au fait que, dans un noyau, le potentiel nucléaire est beaucoup plus compliqué que le potentiel coulombien d'un système atomique : il existe des termes dans ce potentiel pour lesquels le terme K de la règle de somme contenant le double commutateur ne s'annule pas ; ceci est le cas pour les termes du potentiel dépendant de la vitesse et pour les termes d'échange.

On peut également dire que les nucléons sont "habillés" par un nuage de mésons et qu'une paire de nucléons est liée par l'échange de mésons qui, s'ils sont chargés, contribuent au courant total du système : clairement, ces charges ne sont pas localisées à la position des nucléons individuels. Ces degrés de liberté mésonique sont communément traités sous le nom de courants d'échange en opposition aux courants de convection usuels qui sont proportionnels à $\vec{p}/M$ où $\vec{p}$ est la quantité de mouvement du nucléon et M sa masse. La figure 1 montre ces deux types princi-

paux d'oscillation de charges dans le noyau ; la figure 1a représente le mode collectif dipolaire géant de tous les protons contre tous les neutrons, la figure 1b montre, elle, une oscillation de charge due à des courants d'échange mésoniques. La présence de ces courants d'échange entraîne que la section efficace photonucléaire intégrée doit contenir plus d'informations qu'un simple comptage de charges effectives associées aux nucléons.

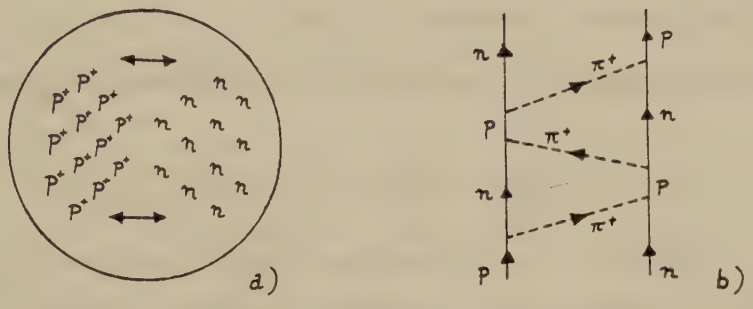


Fig. 1 : *Illustration des mécanismes d'oscillations dipolaires dans les noyaux.*
a) Mode dipolaire géant : les protons et les neutrons vibrent collectivement
b) Oscillation de charge due aux courants d'échange mésoniques.

I.2.3. *Règle de somme dipolaire nucléaire : Levinger (1950)* [4]

En 1950, sur la base du théorème de Siegert (approximation non relativiste et approximation des grandes longueurs d'onde : kr << 1) et dans l'approximation dipolaire électrique non retardée ($e^{-ikr} \sim 1$), pour la première fois, Levinger et Bethe [4] ont calculé l'effet des forces d'échange sur le coefficient K de la règle de somme dipolaire (formule 4) : leur modèle conduisait à la valeur $K \sim 0.4$.

Dans leurs calculs Bethe et Levinger ont fait, de plus, les hypothèses suivantes :

- un nucléon bouge dans le potentiel moyen de tous les autres nucléons (approximation de Hartree) : pas d'effet de corrélation entre les nucléons ;
- pas d'effet de surface dû à la taille finie du noyau ;
- densité nucléaire uniforme dans le noyau ;
- forces purement centrales : pas de forces tensorielles ;
- pas de force à 3 corps ;
- utilisation des potentiels neutrons-protons carrés de Yukawa ($V=-V_o\, e^{-r/b}/(r/b)$.

I.2.4. *Relation entre le facteur K de la règle de somme et la déviation δg_ℓ du facteur orbital g_ℓ d'un nucléon du noyau*

Austern et Sachs en 1948 et 1951 [5] ont montré que la partie du moment magnétique due à l'existence de courant d'échange est liée aux forces nucléaires. L'expression de ce moment (moment de Sachs) est :

$$M_{12}^S = \frac{1}{2} R \int j_{12}(x, r_{12}) d^3x$$

avec $R = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$ et $r_{12} = r_1 - r_2$

et j_{12} la densité de courant d'échange à 2 corps.

Ce moment de Sachs dans l'approximation du théorème de Siegert peut encore s'écrire :

$$M_{12}^S = \frac{1}{2} R \wedge i \left[V_{12}, D_1 + D_2\right]$$

où D_1 et D_2 sont les moments dipolaires électriques des deux nucléons et V_{12} le potentiel nucléaire d'échange entre ces deux nucléons. En 1951, Miyazawa [6] a montré que le moment de Sachs conduisait à une déviation δg_ℓ du facteur orbital g_ℓ d'un nucléon du noyau qui d'une manière classique s'écrit :

$$g_\ell = g_\ell^\circ + \delta g_\ell$$

avec g_ℓ° = 1 pour le proton 0 pour le neutron

et δg_ℓ = correction due aux effets d'échange mésoniques dans le noyau.

Dans le cas du modèle du gaz de Fermi, le facteur K de la règle de somme dipolaire et la déviation δg_ℓ ont été trouvés reliés par [7]

$$K = \frac{A}{N} \delta g_\ell(p) = -\frac{A}{Z} \delta g_\ell(n)$$

soit dans le cas particulier N = Z

$$K = 2\, \delta g_\ell(p)$$

(p et n désignent respectivement proton et neutron).

En 1972 Fujita et al. [8] ont montré que la relation précédente entre K et δg_ℓ n'est qu'approximativement valable dans le cas d'un modèle en couche.

I.2.5. *Règle de somme de Gell-Mann, Goldberger et Thirring (G.G.T)* [9]

La règle de somme précédente n'est valable que pour l'absorption dipolaire électrique et dans l'approximation du théorème de Siegert. Gell-Mann, Goldberger

et Thirring ont établi une règle de somme beaucoup plus générale, comprenant tous les multipôles électriques et magnétiques. De plus leur démonstration n'impose aucune hypothèse sur le potentiel nucléaire (elle comprend donc les forces d'échange) et fait intervenir explicitement comme limite supérieure d'intégration le seuil de photoproduction des mésons.

Partant du principe d'unitarité et de l'analyticité de l'amplitude de diffusion vers l'avant des photons par les noyaux et en généralisant les relations de dispersion de Kramers-Kronig, ces auteurs ont obtenu le résultat suivant :

$$\int_o^{E_m} \sigma(E)dE = \sigma_o + \int_{E_m}^{\infty} (Z\sigma_p + N\sigma_N - \sigma_A)dE = \sigma_o + \int_{E_m}^{\infty} (A\sigma_{\mathcal{N}} - \sigma_A)dE = \sigma_o\ (1 + K)$$

avec

$$K = \frac{1}{\sigma_o} \int_{E_m}^{\infty} (Z\sigma_p + N\sigma_N - \sigma_A)dE$$

où E_m est l'énergie de seuil de photoproduction de mésons et σ_P, σ_N, σ_A, $\sigma_{\mathcal{N}}$ les sections efficaces de photoabsorption du proton, du neutron, du noyau et du nucléon et où σ_o est la règle classique dipolaire de Thomas-Reiche-Kuhn.

Pour obtenir ce résultat, Gell-Mann, Goldberger et Thirring ont comparé un système de Z protons et de N neutrons libres et un système de A = Z + N nucléons liés et ont supposé, qu'à très haute énergie, la diffusion vers l'avant due aux A = N + Z nucléons liés est identique à celle due aux Z protons et N neutrons libres.

Le terme $\int_{E_m}^{\infty} (Z\sigma_P + N\sigma_N - \sigma_A)dE$ a été estimé par Gell-Mann et al. à partir d'expériences de photoproduction de mésons π ; ils ont ainsi obtenu :

$$\int_o^{E_m} \sigma(E)dE = \sigma_o \left[1 + 0,1\ \frac{A^2}{NZ}\right]$$

ce qui, puisque en général $N \sim Z \sim \frac{A}{2}$, donne $K \sim 0,4$ en bon accord avec la valeur de K obtenue par Levinger en 1950.

I.2.6. *Comparaison des règles de somme de Levinger, Bethe (L.B) et de Gell-Mann, Goldberger et Thirring (G.G.T)*

Bien que toutes les deux se présentent sous la forme σ_o (1+K) avec $K \sim 0,4$ les règles de somme de Levinger et Bethe (L.B) et de Gell-Mann, Goldberger et Thirring (G.G.T) ont des conditions de validité très différentes qui sont, entre autre :

pour Levinger et Bethe :

. règle de somme uniquement dipolaire

. borne supérieure d'intégration : l'infini

. approximation dipolaire non retardée ($e^{-ikr} \sim 1$)

pour G.G.T :

. tous les modes multipolaires sont inclus

. borne supérieure d'intégration : le seuil de photoproduction des pions

. pas d'hypothèses explicites sur la forme du potentiel nucléaire.

En 1964 Gérasimov [10] a montré que la contribution des multipoles autre que dipolaire électrique (comprise dans la règle de G.G.T) compense exactement les effets de l'approximation dipolaire non retardée (faite dans la règle de L.B) ce qui explique l'identité des résultats des deux règles de somme.

Plus récemment, Matsuura et Yazaki [11] puis Friar et Fallieros [12] ont montré que la compensation proposée par Gérasimov n'est que partielle et que l'erreur résiduelle est de l'ordre de 1 à 2 %.

I.3. Résultats expérimentaux des sections efficaces intégrées photonucléaires

I.3.1. *Résultats expérimentaux antérieurs à 1972*

Les résultats expérimentaux photonucléaires antérieurs à 1972 sont essentiellement constitués par les mesures faites dans la région de la résonance géante dipolaire par les laboratoires de Saclay [13] et de Livermore [14].

La figure 2 présente les résultats des sections efficaces intégrées photoneutroniques σ'_o obtenus à Saclay en fonction du nombre de masse A, σ'_o étant défini par :

$$\sigma'_o = \int^{30\ \mathrm{MeV}} \sigma_{Tn}(E)\,dE$$

dans laquelle $\sigma_{Tn}(E)$ représente la section efficace totale photoneutronique.

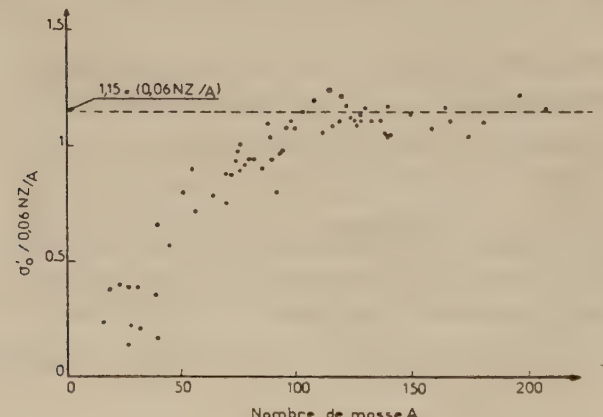


Fig. 2 : *Variation de la section efficace intégrée σ'_o en fonction du nombre de masse A (exprimé en unité de TRK = σ_o = 0,06 NZ/A).*

Le comportement de σ'_o en fonction de A montre, sur cette figure, que, à partir de A $\sim$ 100, σ'_o est pratiquement constant. Or, dans cette région de A la section efficace totale photoneutronique $\sigma_{Tn}(E)$ est pratiquement égale à la section efficace totale photonucléaire $\sigma(E)$, ce qui n'est pas vrai pour des A < 100 où la voie protonique n'est pas négligeable. Il est donc possible pour A $\geqslant$ 100 de comparer σ'_o à la règle de somme théorique de T.R.K ce qui donne d'après la figure 2

$$\sigma'_o = 1,15\ \sigma_o = 1,15 \left[0,06\ \frac{NZ}{A}\right]$$

Une autre façon de faire est de calculer, en fonction de A, σ''_o défini par

$$\sigma''_o = \int^{\infty} \sigma_L(E)dE$$

dans lequel $\sigma_L(E)$ représente la courbe de Lorentz ajustée sur la section efficace totale photoneutronique dans la région de la résonance géante dipolaire. On obtient, ainsi pour des noyaux A > 100, une valeur moyenne de σ''_o égale à :

$$\sigma''_o = 1,30\ \ \sigma_o\ = 1,30 \left[0,06\ \frac{NZ}{A}\right] .$$

Compte tenu d'une part que la borne supérieure d'intégration de σ'_o n'est que de 30 MeV et que d'autre part pour σ''_o, au-delà de la résonance géante dipolaire on a $\sigma_{Tn}(E) > \sigma_L(E)$, les valeurs trouvées pour σ'_o/σ_o et pour σ''_o/σ_o ne sont pas incompatibles avec le 1 + K $\sim$ 1,4 de la règle de somme de Bethe et Levinger ou de G.G.T.

Si on reporte cette valeur de K dans la relation entre K et δg_ℓ obtenue dans un modèle de gaz de Fermi, on obtient $\delta g_\ell \sim 0,2$ pour un proton. D'autre part, Yamazaki et al. [15] à partir d'analyse de moments magnétiques d'états à haut spin, ont trouvé que $\delta g_{\ell(exp)} \sim 0,1$. La différence entre $\delta g_\ell \sim 0,2$ et $\delta g_{\ell(exp)} \sim 0,1$ serait due à des effets de structure nucléaire [16].

Tel était l'état des connaissances sur les sections efficaces intégrées photonucléaires expérimentales avant 1972.

I.3.2. *Résultats photonucléaires publiés à la Conférence de Sendaî en 1972*

En 1972 à la Conférence de Sendaï, Ziegler [17] a présenté, pour la première fois, les sections efficaces photonucléaires totales, mesurées au laboratoire de Mayence par la méthode d'atténuation totale pour les corps légers (^{6}Li, ^{9}Be, ^{12}C, ^{16}O, ^{27}Al, ^{40}Ca), ceci jusqu'à une énergie de 140 MeV.

La figure 3 présente pour ces 6 corps la section efficace totale photonucléaire intégrée Σ_o jusqu'à 140 MeV normalisée par rapport à la règle de T.R.K. Le résultat surprenant montré sur cette figure est que pour A > 16, $\Sigma_o = (1+K)\ \sigma_o \sim 2\sigma_o$ soit K ∿ 1.

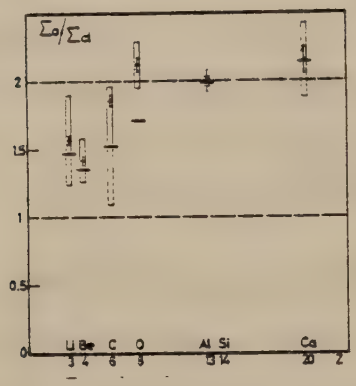


Fig. 3 : *Section efficace Σ_o intégrée jusqu'à 140 MeV obtenue à Mayence exprimée en unités de TRK : $\sigma_o = 0,06\ NZ/A = \Sigma_{cl}$.*

I.4. Historique des règles de somme photonucléaires de 1972 à 1978

Ces études nouvelles sur les règles de somme ont porté à la fois sur la règle de somme de G.G.T et sur celle de Bethe et Levinger. Nous allons donc voir successivement les changements qui ont été apportés à ces 2 règles de somme.

I.4.1. *Règle de somme de G.G.T généralisée*

En 1973-1974, Weise [18], en considérant les données expérimentales à haute énergie, a montré qu'une des hypothèses fondamentales sur laquelle repose la règle de somme de G.G.T est inexacte. Au lieu d'avoir $\sigma_A = A\ \sigma_{\mathcal{N}}$ à très haute énergie les données expérimentales présentent le comportement :

$$\sigma_A = A_{eff}\ (E)\ \sigma_{\mathcal{N}}$$

avec $A_{eff}(E) \sim A^{0,91}$ pratiquement indépendant de l'énergie entre 5 et 20 GeV.

Ce phénomène, appelé effet "shadowing", est dû au fait qu'à haute énergie le photon passe une partie de son temps dans un état intermédiaire hadronique (en particulier sous forme d'un méson ρ) ceci pendant un temps suffisamment long pour interagir avec les nucléons du noyau. Une conséquence de cette interaction "hadronique" est que le faisceau de photons interagit essentiellement avec la surface des nucléons de sorte que le nombre effectif A_{eff} de nucléons prenant part aux interactions est plus petit que A.

Clairement, cet effet de "shadowing" doit être incorporé dans les calculs utilisant les relations de dispersion de façon à obtenir une règle de somme de GGT généralisée [18] dans laquelle K est donné par

$$K = \frac{A}{NZ}\left(\frac{A_{eff}^{(\infty)}}{A} - 1\right)Z + \frac{R+I}{\sigma_o}$$

avec

$$R = 2\pi^2 \left[A_{eff}(\infty)\, \mathcal{R}\, F_{\gamma p}(\infty) - \mathcal{R}\, F_A\,(\infty)\right]$$

et

$$I = \int_{E_m}^{\infty} dE \left[A_{eff}(\infty) - A_{eff}\,(E)\right] \sigma_{\gamma p}\,(E)$$

où $\mathcal{R}\, F_{\gamma p}(E)$ et $\mathcal{R}\, F_A$ sont respectivement les parties réelles des amplitudes de diffusion vers l'avant pour un nucléon et pour le noyau à l'énergie E.

Ces formules sont appliquées en supposant que :

- l'énergie infinie est pratiquement atteinte à 20 GeV
- entre 2 et 20 GeV $A_{eff} = A^{0,91}$ (valeur expérimentale)
- entre E_m et 2 GeV on définit une valeur moyenne A^{α} de A_{eff} (E) par :

$$A^{\alpha} = \frac{\int_{E_m}^{2\ GeV} \sigma_A\,(E)dE}{\int_{E_m}^{2\ GeV} \sigma_{\gamma p}(E)dE}$$

(α est donc en principe une grandeur mesurable à condition de connaître $\sigma_A(E)$ de E_m à 2 GeV ce qui n'est pas encore actuellement expérimentalement le cas).

Le paramètre α est déterminé par comparaison de la règle de somme de GGT généralisée avec les sections efficaces totales photonucléaires expérimentales intégrées jusqu'au seuil de photoproduction des pions.

La figure 4 présente les résultats expérimentaux (1+K) correspondants au cas du deutéron et aux expériences de Gorbunov et de Ziegler (voir fig. 2, réf. 18) ; ces résultats sont en très bon accord avec le modèle de GGT généralisé si on prend $\alpha = 0,8$ (avec toujours l'énergie infinie prise à 20 GeV).

Il est à remarquer que :

. la valeur de α peut éventuellement dépendre du choix de l'énergie infinie
. une fois l'énergie infinie choisie, α est déterminé d'une manière précise
. la valeur de α ainsi trouvée est assez voisine de la valeur de $\alpha = 0,75$ trouvée pour les effets de "shadowing" observés dans la photoproduction des pions dans la région de la résonance Δ_{33} [19]

. le comportement expérimental de (1+K) en fonction de A est bien reproduit par le modèle de G.G.T généralisé.

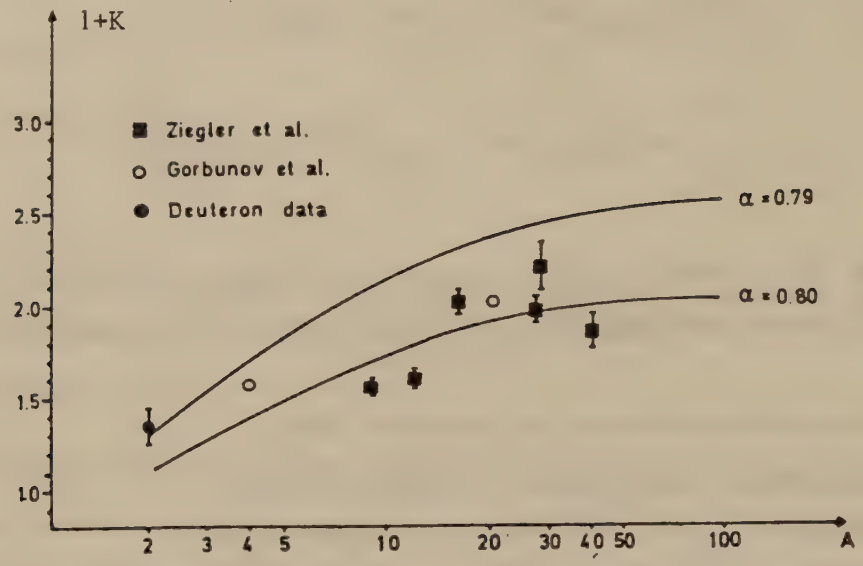


Fig. 4 : *Comparaison des résultats expérimentaux (1+K) avec les prévisions théoriques du modèle de G.G.T généralisé.*

En conclusion, il semble hautement désirable, pour compléter la connaissance de cette règle de somme généralisée, d'avoir des informations photonucléaires expérimentales de 140 MeV à 2 GeV.

I.4.2. *Règles de somme dipolaires photonucléaires de 1972 à 1978*

Ces diverses règles de somme dipolaires photonucléaires sont toutes basées, rappelons-le, sur le calcul du double commutateur $\langle 0 | \left[D_z, \left[V, D_z \right] \right] | 0 \rangle$, avec diverses approximations portant sur V et sur la fonction d'onde $|0\rangle$ de l'état fondamental.

Les grandes valeurs de K mesurées à Mayence [17] ont fortement stimulé l'étude des règles de somme et en particulier l'étude de l'influence des corrélations à courte portée induites par les forces tensorielles.

En 1973, Arima et al. [20] ont repris le calcul de la règle de somme dipolaire de Levinger et Bethe [4] avec les hypothèses supplémentaires suivantes :

- utilisation des fonctions d'onde du modèle en couches de l'oscillateur harmonique modifié (au premier ordre de la théorie des perturbations) par les corrélations induites par les forces tensorielles ;
- utilisation de l'approximation à 2 corps ;

- utilisation pour V d'un potentiel d'échange d'un pion (OPEP) ou d'un potentiel d'Hamada-Johnson (HJ).

A partir de ce modèle Arima et al. [20] ont montré

- que le facteur d'accélération K s'écrit :

$$K = K' + \Delta K$$

dans lequel K' correspond à la grandeur conventionnelle de Levinger et Bethe et ΔK est un terme de correction additionnelle (due au terme tensoriel) du même ordre de grandeur que K' ;

- que la relation entre le facteur d'accélération et δg_ℓ s'écrit :

$$K' = \frac{A}{N}\,\delta g_\ell\ (p) = -\frac{A}{Z}\,\delta g_\ell\ (n).$$

Le tableau 1 donne pour le calcium et pour les potentiels OPEP et HJ les valeurs de K', ΔK et K [20].

Tableau 1

Valeurs de K', ΔK, K pour le ^{40}Ca, calculées par Arima et al. [20] pour les potentiels OPEP et HJ (voir texte).

	OPEP	H J
K'	0,49	0,57
ΔK	0,88	0,60
K	1,37	1,17

Ce tableau montre que, dans le cas du ^{40}Ca, K est trouvé égal à 1,17 ou à 1,37,valeurs nettement plus grandes que la valeur de 0,4 de Levinger et Bethe, mais en accord raisonnable avec la valeur expérimentale K_{exp} = 1,15 de Mayence [17]. D'autre part, la plus grande partie de K est due à la partie tensorielle du potentiel : ceci est dû à ce que la structure radiale de l'opérateur double commutateur est essentiellement $r^2V(r)$ dont l'effet est faible à courte distance mais fort à distance moyenne ($1 < r < 2$ fm) pour laquelle les effets des forces tensorielles sont prépondérantes.

Egalement en 1973 W.T. Weng et al. [21] ont employé une nouvelle approche pour calculer le facteur K en traitant le double commutateur comme un seul opérateur et en calculant l'élément de matrice en utilisant :

- l'expansion en diagrammes liés pour l'opérateur effectif (expansion de Bruechner-Goldstone),
- la méthode du "spectre de référence" de Bethe,
- le potentiel nucléon-nucléon de Reid (Reid-Soft-Core, potentiel RSC),
- les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique.

Ils ont ainsi trouvé que 60 à 80 % de la valeur de K est due à la contribution des corrélations tensorielles. Les valeurs de K trouvées pour ^{16}O et ^{40}Ca (respectivement 1,02 et 1,08) sont en excellent accord avec les mesures de Ziegler [17], mais la valeur K = 0,94 trouvée pour ^{4}He est beaucoup trop grande ; Weng et al. ont attribué cet écart soit à l'utilisation de la méthode du"spectre de référence", soit à l'utilisation des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique.

En 1976, Fujita et al. [22] ont réexaminé l'idée d'Arima et al. [20] et ont montré que la valeur de K' à introduire dans la relation entre le facteur d'accélération et δg_ℓ ($K' = \frac{A}{N}\,\delta g_\ell(p) = -\frac{A}{Z}\,\delta g_\ell(n)$) doit correspondre à une région à énergie relativement faible (probablement la région de la résonance géante) soit :

$$\int_o^{W_o} \sigma(E)dE = (1+K')\sigma_o$$

où $\sigma(E)$ est la section efficace totale d'absorption dipolaire photonucléaire et W_o l'énergie de coupure prise à environ 1,5 fois l'énergie du pic de la résonance géante.

Expérimentalement de nombreuses valeurs de K' peuvent être déduites des expériences photonucléaires dans la région de la résonance géante [13,14] : on trouve $K' \sim 0{,}15$ en intégrant jusqu'à environ 30 MeV.

En 1977, J.V. Noble [23] a revu la théorie de la règle de somme dipolaire et sa liaison avec les sections efficaces intégrées photonucléaires des noyaux. Dans son approche il fait intervenir explicitement des champs de mésons (pions et mésons ρ) interagissant avec les nucléons. Il trouve ainsi que les facteurs d'accélération dûs respectivement aux pions et aux mésons ρ sont :

$$K \text{ (pions)} = 0,24$$

$$K \text{ (mésons } \rho) = 0,1 \text{ à } 0,2$$

d'où

$$K = 0,34 \text{ à } 0,44.$$

Cet auteur fait remarquer que le désaccord entre son calcul et les expériences de Ziegler [17] peut être dû au fait d'avoir négligé des corrélations dans l'état fondamental.

I.5. Conclusions

Les règles de somme photonucléaires publiées de 1972 à 1978 reposent sur les seules expériences très délicates de Mayence [17] (voir aussi Chapitre 2) dont les résultats sont, rappelons-le, des valeurs de K voisines de 1 pour A compris entre A=16 et A=40 et un comportement de K croissant, en fonction de A, du lithium au calcium.

Ce comportement de K en fonction de A a été utilisé par Weise [18], afin de déterminer le paramètre α caractérisant le comportement probable de la section efficace totale photonucléaire intégrée entre 140 MeV et 2 GeV, lors de sa généralisation de la règle de somme de GGT.

D'autre part, en ce qui concerne la règle de somme dipolaire, K est donné par :

$$K = \frac{M\,A}{e^2\,NZ} \langle 0 | \left[D_z, [V, D_z] \right] | 0 \rangle$$

et il a été nécessaire d'introduire, entre autre, des corrélations à courte portée dans le fondamental, induites par des forces tensorielles, afin d'expliquer l'ordre de grandeur de la valeur de K.

Il est à remarquer que l'on considère actuellement que la limite supérieure d'intégration des sections efficaces totales expérimentales photonucléaires est 140 MeV, ceci afin de permettre une comparaison naturelle avec la règle de somme dipolaire non retardée.

Il nous a donc semblé nécessaire de mesurer le facteur d'accélération K par une méthode différente, dans une zone de A différent, et avec une bonne précision absolue afin de compléter les résultats de Mayence et de permettre ainsi le prolongement de l'étude théorique des règles de somme dipolaires.

II. ETUDE DES MECANISMES D'ABSORPTION DES PHOTONS AU-DELA DE LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE ET EN-DECA DU SEUIL DE PHOTOPRODUCTION DES PIONS

Le premier essai pour décrire l'absorption des photons dans la région d'énergie comprise entre la résonance géante et le seuil de photoproduction des pions a été publié par Levinger [24]. Celui-ci justifie son modèle de la façon suivante : si dans une réaction photonucléaire un nucléon est émis avec un grand moment il doit avoir eu un grand moment similaire dans l'état fondamental nucléaire puisque le photon d'énergie E_γ n'apporte qu'un petit moment E_γ/c au noyau. Ce grand moment du nucléon dans l'état fondamental du noyau n'est pas compatible avec le modèle en couches, mais il peut être dû à l'interaction locale d'un nucléon sur son voisin. Levinger [24] a donc considéré des paires de neutron-proton liées ensemble et supposées non affectées par les autres nucléons du noyau : d'où le nom de "quasi deutéron" donné à ce modèle.

Cet auteur a montré que la section efficace d'absorption des photons par ce procédé est donnée pour un noyau ${}^{A}_{N}Z$ par l'expression

$$\sigma(E_\gamma) = 8\,\frac{NZ}{A}\,\sigma_D(E_\gamma)$$

dans lequel σ_D est la section efficace photonucléaire de desintégration du deutéron libre et $8\,\frac{NZ}{A}$ est le nombre approximatif de quasi deutérons contenus dans le noyau en question.

Plus récemment, la comparaison des sections efficaces (γ,p_o) et (γ,n_o) de l'oxygène rapportée dans les références [25] et [26] a conduit plusieurs auteurs [27,28] à conclure, en accord avec le modèle de Levinger, que l'absorption des photons d'énergie 60 à 100 MeV se produit surtout sur les paires de quasi deutérons.

En 1974 Gari et al. [29] ont développé un modèle pour les réactions photonucléaires, valable pour des énergies E_γ supérieures à 50 MeV, dans lequel ils introduisent des corrélations nucléon-nucléon. Ils ont étudié le cas de ${}^{4}He$ et qualitativement les résultats sont en accord avec les conclusions du modèle du quasi-deutéron de Levinger concernant la prédominance des réactions (γ,np).

En 1975 Ahrens et al. [17] ont publié leurs mesures expérimentales concernant les sections efficaces d'absorption totale photonucléaires $\sigma_{\gamma,T}(E)$ sur le lithium, le beryllium, le carbone, l'oxygène, l'aluminium, le silicium et le calcium, ceci, jusqu'à 140 MeV et ils ont comparé la forme de leurs sections efficaces aux prédictions du modèle du quasi-deutéron de Levinger,soit :

$$\sigma_{\gamma,T}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_D(E_\gamma)$$

dans lequel L est le "facteur de Levinger" indépendant de Z. Ces auteurs [30] en prenant pour $\sigma_D(E_\gamma)$ la formule de Bethe-Peierls ($\sigma_D(E_\gamma) = 62,4\ (E_\gamma - 2,225)^{3/2}/E_\gamma^{\ 3}$ mb) ont montré qu'il y a un accord raisonnable, au moins pour les noyaux $A \lesssim 12$ entre leurs résultats expérimentaux et le modèle de Levinger en prenant L = 4,6 (Fig. 5).

Néanmoins, il faut remarquer que les expériences de Mayence ont des imprécisions expérimentales (surtout systématiques) assez grandes ce qui rend la comparaison avec le modèle théorique de Levinger difficile en particulier dès que le nombre de masses A est supérieur à 12 (Fig. 5). Aussi il est nécessaire d'obtenir, en vue de cette comparaison, des sections efficaces totales photonucléaires suffisamment précises dans la plage d'énergie de 30 à 140 MeV, ce qui est parfaitement réalisable avec l'installation de Saclay du moins pour les corps moyens et lourds.

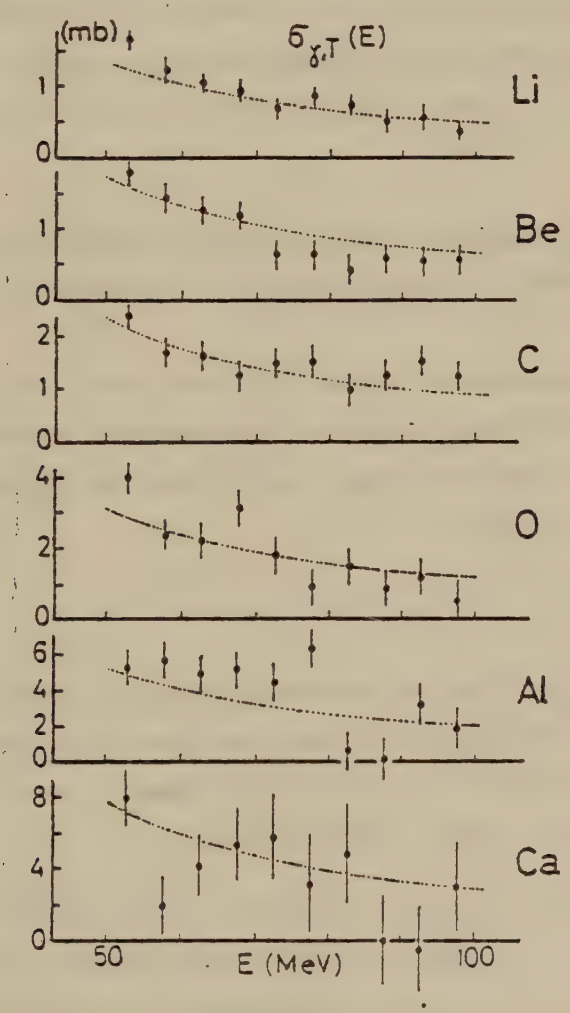


Fig. 5 : *Comparaison des résultats expérimentaux de Mayence sur les corps légers et des prévisions du modèle du quasi deutéron de Levinger avec L = 4,6 [30].*

III. ETUDE DES MECANISMES DE DESEXCITATION DES NOYAUX APRES ABSORPTION DE PHOTONS

La méthode utilisée à Saclay (voir Chapitre 3) permet de mesurer les voies partielles neutroniques, c'est-à-dire par exemple, pour la voie 3n, toutes les voies comprenant 3 neutrons ou 3 neutrons + 1 proton ou ...

Par la sommation de ces voies partielles on trouve évidemment la section efficace totale photonucléaire. En conséquence cette méthode d'obtention de la section efficace totale photonucléaire contient beaucoup plus d'informations que la méthode de mesure directe de Mayence. Il est en particulier possible de caractériser, en fonction de E_γ, la distribution de la multiplicité neutronique par la multiplicité moyenne neutronique et par son écart type (largeur).

De simples considérations énergétiques doivent permettre alors de déterminer en fonction de E_γ le nombre de protons rapides, le nombre de neutrons rapides, le nombre de neutrons lents émis par interaction, ainsi que l'énergie des protons rapides, l'énergie des neutrons rapides et l'énergie des neutrons lents. Par conséquent, il est possible de séparer les desexcitations depuis les états du précomposé (particules rapides) et les desexcitations depuis les états du noyau composé (particules lentes).

Ces divers résultats doivent, par comparaison avec les résultats des modèles du précomposé tel que celui de Chang et Wu [31], permettre de tester ces modèles.

D'autre part, la comparaison de nos résultats avec les résultats obtenus par capture de π^- [32] doit permettre de mieux comprendre le fait que les photons sont plutôt capturés dans le volume du noyau tandis que les pions sont eux plutôt absorbés à la surface de ce noyau.

IV. CONCLUSION

L'étude des sections efficaces photoneutroniques partielles et totales des corps moyens et lourds de 30 MeV à 140 MeV, par une extension de la méthode de Saclay utilisée dans la région de la résonance géante, présente donc de nombreux intérêts dont les principaux sont, rappelons-le :

- expérience complètement différente et domaine de A différent par rapport aux études de Mayence (ce qui est primordial pour les calculs théoriques sur les règles de somme basées exclusivement sur les expériences de Ahrens et al.),
- bonne précision des mesures des sections efficaces totales $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$, ce qui permet la comparaison du comportement de $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ en fonction de E_γ avec divers modèles théoriques dont le modèle du quasi-deutéron de Levinger (ce que les expé-

riences de Ahrens et al. permettent difficilement),
- comparaison des sections efficaces partielles expérimentales avec les modèles du précomposé et avec les résultats des expériences faites avec les pions.

Ces diverses raisons nous ont donc amené à étudier les sections efficaces photonucléaires de 30 à 140 MeV sur les corps moyens et lourds. Avant de décrire la méthode expérimentale utilisée, nous allons consacrer le chapitre suivant à un historique rapide des expériences photonucléaires dans cette région d'énergie.

REFERENCES

[1] Evans Haywards, Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions ; scottish Universities Summer School, 1964, edited by Mac Donald, Oliver and Boyd, Edinburgh and London.
W. Weise, International School on Electro and Photonuclear Reactions ; Erice, Italie 1976, lecture notes in physics 61 (Springer) p. 484.
D. Drechsel, Proceedings of the 4th Seminar electromagnetic interactions of nuclei at low and medium energies, Moscou 1977, p. 293.
Hartmuth Arenhövel, Nuclear Physics with Electromagnetic Interaction, Mayence 1979 ; lecture notes in physics 108 (Springer) p. 159.
J.I. Fujita and M. Ichumira, Mesons in nculei, Vol. II, edited by RHO and Wilkinson, North Holland p. 625.

[2] J. Ahrens et al., Proc. Int. Conf. in Nuclear Structure Studies, Sendaï, Japan 1972.
J. Ahrens et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 479.

[3] W. Kuhn, Z. Phys. 33 (1925) 408.
W. Reiche, W. Thomas, Z. Phys. 34 (1925) 510.

[4] J.S. Levinger and H.A. Bethe, Phys. Rev. 78 (1950) 115.

[5] R.G. Sachs, Phys. Rev. 74 (1948) 433.
R.G. Sachs and N. Austern, Phys. Rev. 81 (1951) 705.

[6] H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. 6 (1951) 801.

[7] A.B. Migdal, Theory of finite Fermi systems and applications to atomic nuclei, (Interscience, New York).
A. Bohr et B.R. Mottelson, Nucl. Structure II (W.A. Benjamen, New York 1975).

[8] J.I. Fujita et M. Hirata, Phys. Lett. 37B (1971) 237.

[9] M. Gell-Mann, M.L. Goldberger et W.E. Thirring, Phys. Rev. 95 (1954) 1612.

[10] S.B. Gĕrasimov, Phys. Lett. 13 (1964) 240.

[11] T. Matsuura et K. Yazaki, Phys. Lett. 46B (1973) 17.

[12] J.L. Friar et S. Fullieros, Phys. Rev. C11 (1974) 274 et 277.

[13] P.J. Carlos, These Université Paris-Sud, Centre d'Orsay 1972.
A. Veyssière, Thèse Université Bordeaux I 1971.

[14] B.L. Berman et al. Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713.

[15] T. Yamazaki, Phys. Soc. Japan, Suppl. 34 (1973) 17.
T. Yamazaki et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 547.

[16] M. Ichimura et al., Nucl. Phys. 63 (1965) 401.
G.F. Bertsch, PHys. Lett. 28B (1968) 302.
H.A. Mavromatis et al., Nucl. Phys. 80 (1966) 545.

[17] J. Ahrens et al., Proc. Int. Conf. Sendaï, Suppl. Research Report of Lab. Nucl. Sci. Tohoku Univ. Vol. 5 (1972) 213.
J. Ahrens et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 479.

[18] W. Weise, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 773.
W. Weise, Phys. Rep. C13 (1974) 53.

[19] W.M. Mc Clelland, Phys. Rev. 123 (1961) 1423.

[20] A. Arima et al., Nucl. Phys. A205 (1973) 27.

[21] W.T. Weng et al., Phys. Letters 46B (1973) 329.

[22] J.I. Fujita et al., Supp. Prog. Theor. Phys. 60 (1976) 63.
J.I. Fujita et al., Supp. Prog. Theor. Phys. 60 (1976) 73.

[23] J.V. Noble, Nucl. Phys. A290 (1977) 349.

[24] J.S. Levinger, Phys. Rev. 84 (1951) 43.
J.S. Levinger, Nuclear photodisintegration (Oxford, Univ. Press, 1960).

[25] D.J.S. Findlay et al., Phys. Lett. 79B (1978) 356.

[26] H. Göringer et al., Phys. Lett. 97B (1980) 41.

[27] W. Weise et al., Nucl. Phys. A162 (1971) 330.

[28] H. Hebach et al., Nucl. Phys. A267 (1976) 425.

[29] M. Gari et al., Phys. Rev. C10 (1974) 1629.

[30] J. Ahrens, Communication privée.

[31] J.R. Wu et al., Phys. Rev. C16 (1977) 1812 et communication privée.

[32] H.S. Pruys et al., Nucl. Phys. A316 (1979) 365.
R. Hartmann et al., Nucl. Phys. 300 (1978) 345.

Chapitre 2

HISTORIQUE DES EXPERIENCES PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV

I. Sections efficaces totales photonucléaires et sections efficaces totales photoneutroniques entre 30 et 140 MeV : qu'est ce qui était connu en 1970 ?

I.1 Noyaux légers

A Dubna en 1967 [1] Levinger présenta la table 1 résumant, pour les corps légers, les données de photoabsorption connues alors, ceci, pour des énergies allant jusqu'à 140 MeV. Ces données étaient alors toutes obtenues, au moyen de spectres de rayonnement de freinage (bremsstrahlung), en utilisant soit des chambres à ionisation [2] soit des détecteurs de photoneutrons [3].

Table 1

Etats des mesures des sections efficaces totales intégrées σ_{int} jusqu'à 140 MeV, en 1967, pour les corps légers. (Les corps marqués * ne sont intégrés que jusqu'à 120 MeV).

Noyau	σ_{int}/σ_o	Référence
^{4}He	1,6 ± 1	Gorbunov 1958 [2]
^{12}C	2 ± 0,2	Bishop 1966 [3]
^{12}C	1,8 ± 0,2	Taran 1967 [2]
^{16}O	1,7 *	Gorbunov 1962 [2]
^{20}Ne	2*	Gorbunov 1962 [2]
^{27}Al	2,3 ± 0,2	Bishop 1966 [3]
^{32}S	1,8 ± 0,2	Bishop 1966 [3]

σ_o = 1 unité de T.R.K. = 0,06 NZ/A
(T.R.K. : Thomas, Reiche et Kuhn).

Afin de montrer les diverses difficultés rencontrées à cette époque, nous allons développer un peu la méthode employée par Bishop [3]. Celui-ci utilisait le faisceau de rayonnement de freinage de 200 MeV d'un accélérateur linéaire d'électrons et des détecteurs de neutrons. C'est ainsi qu'il a pu mesurer pour le carbone, l'aluminium et le soufre, les sections efficaces intégrales neutroniques

$$\int_{o}^{E_{\gamma max}} \frac{\delta\sigma_b}{\delta E} \left(\sum_i i\,\sigma(\gamma,in\ldots)\right)dE$$

($E_{\gamma max}$ étant l'énergie de l'extrémité du spectre de rayonnement de freinage, $\frac{\delta\sigma_b}{\delta E}$ étant la section efficace différentielle du rayonnement de freinage), montrées fig. 1a. Afin d'obtenir pour ces mêmes corps, les sections efficaces de rendement neutroniques ($\sigma(\gamma,xn) = \sum_i i\sigma(\gamma,in...)$) (fig. 1b) il a fallu déconvoluer la courbe de la fig. 1a par la forme du spectre de rayonnement de freinage $\delta\sigma_b/\delta E$ utilisé. Enfin, il a fallu, par un modèle phénoménologique, déterminer la multiplicité neutronique moyenne $\bar{\nu}$ afin de calculer la section efficace photoneutronique totale ($\sum_i \sigma(\gamma,in...)$) (fig. 1c). D'autre part, si on considère que pour ces corps légers le processus prédominant, au-dessus de 40 MeV, est l'absorption des photons par un quasi deutéron, on peut alors considérer que la section efficace photoneutronique totale de la figure 1c est en même temps la section efficace d'absorption totale photonucléaire : $\sigma(tot : E_\gamma) \simeq \sum_i \sigma(\gamma,in...)$.

Gorbunov et Taran [2], eux, ont utilisé des chambres à ionisation qui leur permettaient de mesurer toutes les photodésintégrations, mais ceci toujours avec des spectres de rayonnement de freinage et avec les problèmes que cela entraîne pour la détermination des sections efficaces totales photoneutroniques.

La table 1 donne le rapport entre la section efficace intégrée d'absorption totale $\int_{seuil}^{140\ MeV} \sigma(tot : E_\gamma)\, dE_\gamma = \sigma_{int}$ et la règle de somme classique de Thomas-Reiche-Kuhn

$$\sigma_o = 1\ T.R.K = 2\pi^2\, e^2\, \frac{\hbar}{Mc}\, \frac{NZ}{A} = \frac{60\ NZ}{A}\ MeV\text{-}mb\ .$$

A première vue on peut être impressionné en observant que déjà vers 1967 ces valeurs expérimentales σ_{int}/σ_o étaient déjà proches de celles qui allaient être mesurées à Mayence [4] par une méthode beaucoup plus élaborée.

Cependant, on doit remarquer qu'il est très probable que les erreurs systématiques, dont les mesures de 1967 étaient entachées, ont été très sous-estimées : erreur de déconvolution, mauvaise connaissance de la multiplicité moyenne...

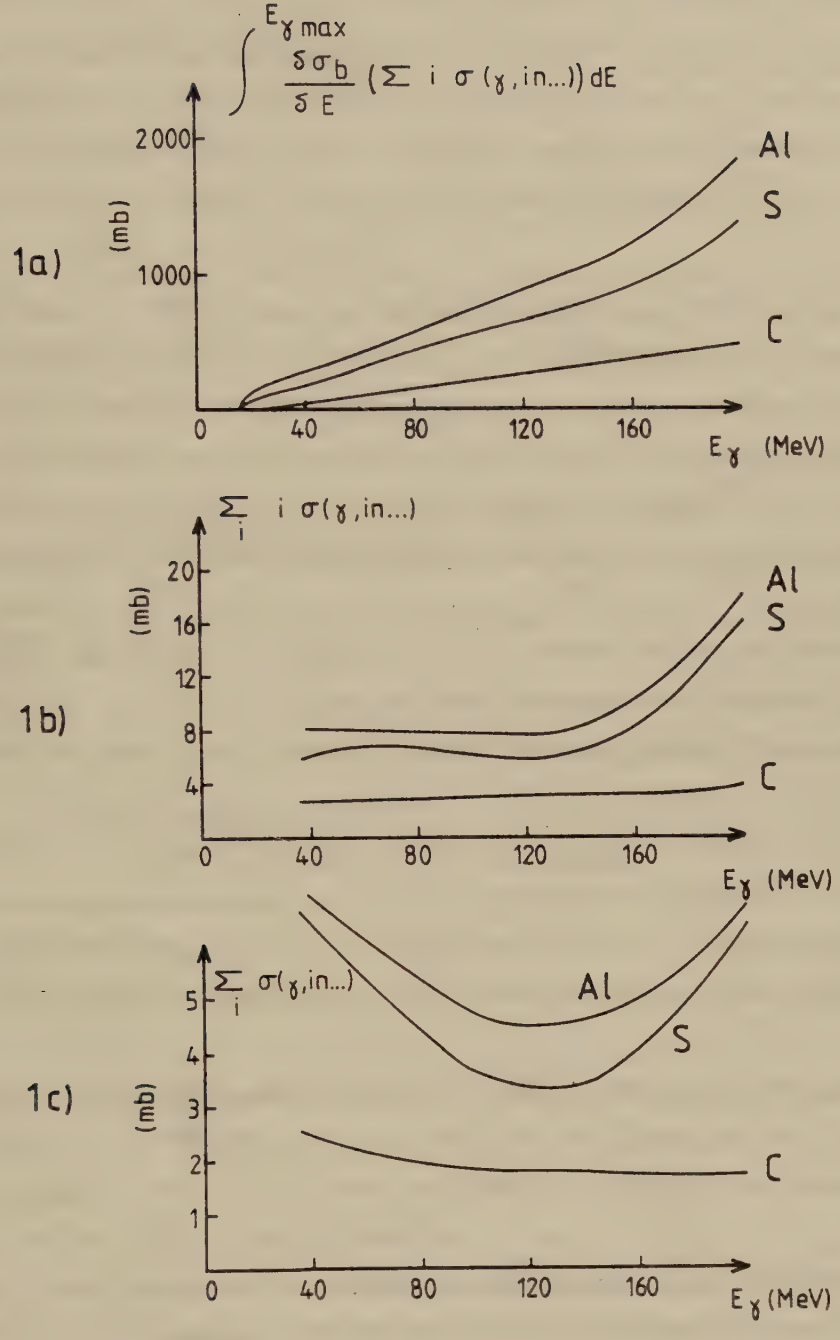


Fig. 1 : *Sections efficaces du carbone, de l'aluminium et du soufre mesurées par Bishop et al. [3]*

1a) section efficace intégrale neutronique

1b) section efficace de rendement neutronique

1c) section efficace totale neutronique.

I.2 Noyaux lourds

La situation était presque similaire pour les noyaux lourds et seules de très rares données étaient obtenues à cette époque pour les photoréactions sur les noyaux lourds, avec des énergies photons comprises entre 30 et 140 MeV. Ces diverses mesures utilisaient toujours des spectres continus de rayonnement de freinage. Les absorptions photonucléaires étaient identifiées soit en détectant les neutrons émis [5] soit en étudiant les divers noyaux résiduels radioactifs [6,7] .

Comme exemple de la première technique on peut noter l'expérience de 1953 de L.W. Jones et K.M. Terwilliger [5]. Ils ont utilisé le rayonnement de freinage fourni soit par les électrons du synchrotron de 70 MeV de San Francisco, soit par les électrons du synchroton de 320 MeV de Berkeley. Les détecteurs de neutrons utilisés étaient des compteurs proportionnels de trifluorure de bore (BF_3). Les mesures relatives étaient normalisées par comparaison avec les mesures d'activité de la réaction $^{63}Cu(\gamma,n)^{62}Cu$ qui servait de moniteur. Comme c'était le cas pour les expériences de Bishop [3], les mesures brutes de Jones et de Terwilliger [5] étaient des mesures intégrales qu'il a fallu déconvoluer par la forme du rayonnement de freinage de façon à obtenir une section efficace de rendement neutronique du type

$$\sigma(\gamma,xn) = \sum_i i\,\sigma(\gamma,in...)$$

$\sigma(\gamma,in...)$ représentant la section efficace d'un processus émettant i neutrons accompagnés ou non d'autres particules tels que protons, alphas...

Le trait frappant de leurs résultats (voir fig. 2) est une montée appréciable de leur section efficace $\sigma(\gamma,xn)$ entre 40 et 140 MeV (un facteur 3,4 pour le tantale, 2,4 pour le tungstène, 4 pour le plomb et 5 pour l'uranium).

Afin d'obtenir la section efficace photoneutronique totale $\Sigma\,\sigma(\gamma,in...)$ à 140 MeV, Jones et Terwilliger ont utilisé les mesures de multiplicité neutronique faites au laboratoire de Cornell [5] en étudiant l'absorption d'un faisceau de π^- stoppé. C'est ainsi qu'ils ont pu trouver dans le cas du plomb, que pour une énergie d'excitation de 140 MeV, et en utilisant la multiplicité moyenne $\bar{\nu}$ mesurée à Cornell (soit $\bar{\nu} = 9,3$), la section efficace photoneutronique totale était :

$$\sum_i \sigma(\gamma,in...) = \frac{\sigma(\gamma,xn)}{\bar{\nu}} = 30 \text{ mb.}$$

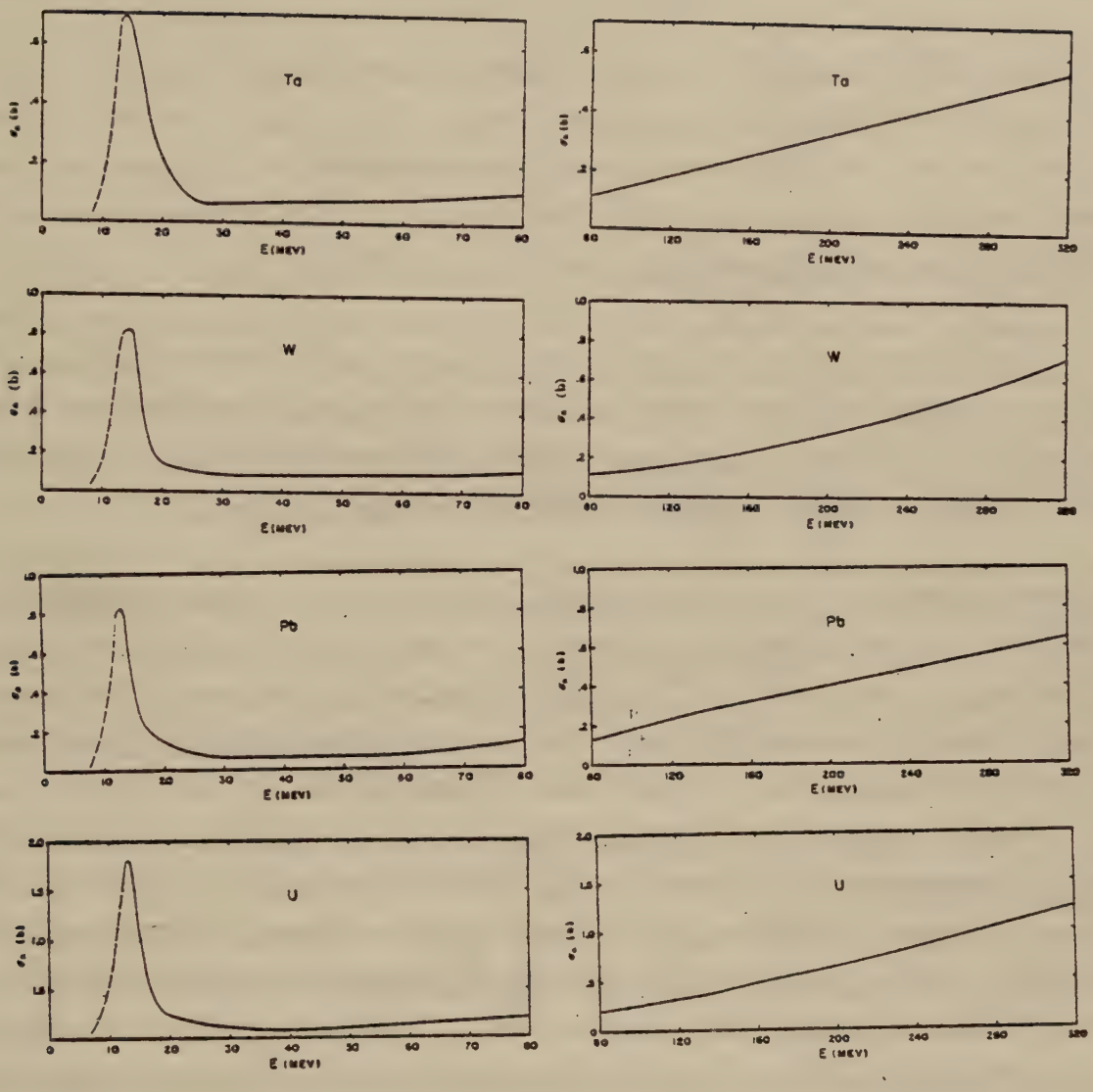


Fig. 2 : *Sections efficaces de rendement neutronique* $\sigma(\gamma,xn) = \sum_i i\ \sigma(\gamma,in...)$ *pour le tantale, le tungstène, le plomb et l'uranium mesurées par Jones et al. Fig. 5 de la réf. 5.*

Il est à remarquer que le laboratoire de Cornell a mesuré cette multiplicité moyenne de 9,3 en utilisant un détecteur de neutrons dont l'efficacité était seulement d'environ 6 %, ce qui entraîne l'existence d'une grande incertitude sur la détermination de $\bar{\nu}$ = 9,3 et par voie de conséquence sur $\sum_i \sigma(\gamma,in...)$ = 30 mb.

D'une manière analogue, toujours dans le cas du plomb, ils ont trouvé que la section efficace d'absorption photoneutronique était égale à 19 mb à 45 MeV d'énergie d'excitation. Ceci montre que pour le plomb, comme d'ailleurs pour les autres noyaux étudiés, la section efficace d'absorption totale photoneutronique qu'ils ont mesurée a un comportement croissant de 45 à 140 MeV.

Il est à noter que, ni la valeur de la multiplicité moyenne ($\bar{\nu}$ = 9,3) ni la valeur de la section efficace totale photoneutronique de 30 mb pour une énergie d'excitation de 140 MeV, ni le comportement croissant de cette section efficace de 45 à 140 MeV, n'ont été confirmés par nos résultats.

Comme exemple de l'autre technique, c'est-à-dire l'étude des noyaux résiduels radioactifs, on peut d'abord se référer aux expériences de 1967 de J. Wyckoff [6] dans lesquelles une cible de ^{209}Bi était irradiée par un spectre de rayonnement de freinage d'énergie maximum 137 MeV. Il a pu identifier grâce à la radioactivité des produits finaux, 8 voies (γ,in) avec i compris entre 2 et 9 et 5 voies $(\gamma,1p\ in)$ avec i compris entre 4 et 8. De ces mesures, et en utilisant un modèle donnant la forme du rayonnement de freinage, il a pu déduire les valeurs relatives des diverses sections efficaces intégrées. En utilisant pour se normaliser les résultats de Saclay [8] pour la voie $(\gamma,2n)$, ainsi que les résultats du même laboratoire pour la voie $(\gamma,1n)$, on trouve que la valeur limite inférieure (puisqu'il manque quelques voies de desexcitation) est, pour la section efficace totale photoneutronique intégrée jusqu'à 137 MeV, de 1,35 σ_o.

Beaucoup d'autres résultats systématiques, également obtenus par l'étude des noyaux résiduels, provenaient du synchrotron à électrons de 1,56 GeV de Lund [7].

A l'aide d'un faisceau de rayonnement de freinage le groupe de Lund a pu mesurer les sections efficaces intégrales neutroniques

$$\int^{E_{\gamma max}} \frac{\delta\sigma_b}{\delta E} \cdot \sigma(\gamma,in)\,dE$$

ceci dans le cas de l'or 197 avec i compris entre 1 et 15 et dans le cas de l'iode

^{127}I avec i égal à 1,3,4,6 et 7. La déconvolution de ces sections efficaces intégrales neutroniques a conduit à la détermination des sections efficaces $\sigma(\gamma,in)$ correspondantes, ce qui a permis la détermination d'une valeur limite inférieure pour la section efficace totale intégrée jusqu'à 140 MeV, soit :

$$\sigma_{int} = 3 \text{ MeV barn} = 1{,}06\ \sigma_o \quad \text{pour} \quad ^{197}\text{Au}$$

et

$$\sigma_{int} = 3{,}1 \text{ MeV barn} = 1{,}67\ \sigma_o \quad \text{pour} \quad ^{127}\text{I} .$$

Une valeur si basse, dans le cas de ^{197}Au montre, de toute évidence, que plusieurs voies importantes de desexcitation n'ont pas été prises en compte et que, par conséquent, il n'est pas possible de comparer les résultats expérimentaux ainsi obtenus avec les prévisions théoriques des diverses règles de somme. Néanmoins, il est intéressant de remarquer que la somme des sections efficaces des diverses voies partielles mesurées décroît lentement avec l'énergie ceci de 20 MeV jusqu'à 100 MeV, d'une manière analogue à la décroissance de la section efficace du quasi deutéron. Ceci est en contradiction avec les résultats déjà cités de Jones-Terwilliger qui, pour le Pb, ont trouvé une augmentation pratiquement linéaire de la section efficace totale d'absorption de 19 à 30 mb quand E_γ augmente de 45 à 140 MeV.

En conclusion, on peut considérer que, pour les corps lourds, les sections efficaces d'absorption totale $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ et leurs sections efficaces intégrées associées, obtenues avant 1970 en utilisant des spectres de photons de rayonnement de freinage, ne sont que des premières approximations qui doivent être raffinées.

Clairement, de meilleures déterminations de ces grandeurs peuvent être obtenues en utilisant des faisceaux de photons monochromatiques, spécialement quand le nombre de photons monochromatiques incidents sur la cible nucléaire est compté pour chaque point mesuré $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$; trois méthodes utilisant de tels faisceaux de photons monochromatiques ont été développés depuis 1970 : la méthode de Mayence, la méthode de Bonn et la méthode de Saclay.

La méthode de Mayence, utilisée primitivement jusqu'à 140 MeV sera développée ci-après ; celle de Bonn sera esquissée car elle n'est pas utilisée pour l'instant dans la gamme d'énergie étudiée ici ; enfin, celle de Saclay sera schématisée car elle donnera lieu à un chapitre ultérieur.

II. Méthode d'absorption totale utilisée à l'accélérateur linéaire de Mayence

II.1. Principe

Pour une énergie donnée E_γ des photons incidents sur un absorbeur (fig. 3), l'atténuation N/N_o du flux de photons par cet absorbeur de longueur x et de densité ρ est donnée par :

$$\frac{N(E_\gamma)}{N_o(E_\gamma)} = \exp\left[-\frac{\mathcal{N}\rho\, x}{A}\,\sigma_{ABS}(E_\gamma)\right]$$

où $\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro et A la masse atomique de l'absorbeur. La quantité mesurée $\sigma_{ABS}(E_\gamma)$ est la somme de toutes les sections efficaces élémentaires qui participent à l'absorption des photons à l'énergie E_γ considérée.

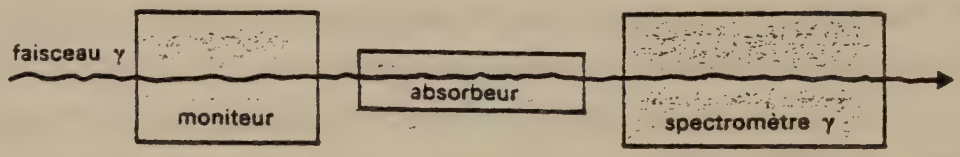


Fig. 3 : *Schéma du montage expérimental de mesure de sections efficaces d'absorption totale.*

Pour déterminer les flux de photons $N(E_\gamma)dE_\gamma$ et $N_o(E_\gamma)dE_\gamma$, un faisceau de photons de rayonnement de freinage extrêmement collimaté traverse un moniteur de flux et un spectromètre γ entre lesquels on peut mettre en place un absorbeur. Pour une lecture identique du moniteur de flux, le spectromètre γ mesure les quantités $N(E_\gamma)dE_\gamma$ lorsque l'absorbeur intercepte le faisceau γ et $N_o(E_\gamma)dE_\gamma$ en l'absence de cet absorbeur. De la connaissance de $N(E_\gamma)dE_\gamma$ et de $N_o(E_\gamma)dE_\gamma$ on déduit aisément $\sigma_{ABS}(E_\gamma)$.

Cette méthode, de principe très simple, est actuellement utilisée par le groupe de Ziegler de Mayence [4,8].

II.2. Méthode de Mayence

Le dispositif expérimental de Mayence utilise un faisceau de photons de rayonnement de freinage produit par le passage des électrons, délivrés par l'accélérateur linéaire de Mayence, à travers, par exemple, un radiateur de platine de 0,035 de longueur de radiation d'épaisseur et de 3×3 mm^2 de section. Le faisceau d'électrons utilisé est pulsé à un taux de $150\,s^{-1}$ et a une longueur d'impulsion de 3 µs.

Le faisceau de photons ainsi fourni est collimaté ensuite sur une longueur de 3 mètres et a un flux moyen d'environ 10^9 photons/MeV pour des photons de 20 MeV.

L'énergie maximum du spectre de rayonnement de freinage est suivant les mesures de 140, 200 et 275 MeV. Le moniteur et le spectromètre γ sont chacun constitués d'un spectromètre Compton identique, dans le plan focal duquel se trouve 11 compteurs et dont la résolution en énergie à mi-hauteur est d'environ 1 %.

La longueur optimale de l'absorbeur correspond à une atténuation de 2,6 soit par exemple une cible d'eau de 1m 20 à 1m 50 d'épaisseur. Le nombre d'électrons comptons est déterminé en soustrayant le nombre d'électrons de paires, (mesuré séparément en renversant les champs magnétiques) du nombre total d'électrons mesurés.

En conséquence, cet appareillage permet avec 4 mesures (avec et sans absorbeur, avec et sans inversion du champ magnétique) de mesurer simultanément $\sigma_{ABS}(E_\gamma)$ pour 11 énergies différentes avec une erreur statistique voisine de 1 %.

II.3. Discussion de la méthode

La section efficace d'absorption photonucléaire totale est donnée par :

$$\sigma(\text{tot} : E_\gamma) = \sigma_{ABS}(E_\gamma) - \sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$$

où $\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$ est la contribution atomique totale à l'absorption des photons et qui comprend les effets classiques : photoélectrique + Compton + paire . En conséquence, afin de déterminer la quantité cherchée $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ il est nécessaire de mesurer $\sigma_{ABS}(E_\gamma)$ et de calculer $\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$ par un modèle. A titre d'exemple la figure 4 représente dans le cas de l'oxygène les diverses sections efficaces composant la section efficace d'absorption totale $\sigma_{ABS}(E_\gamma)$.

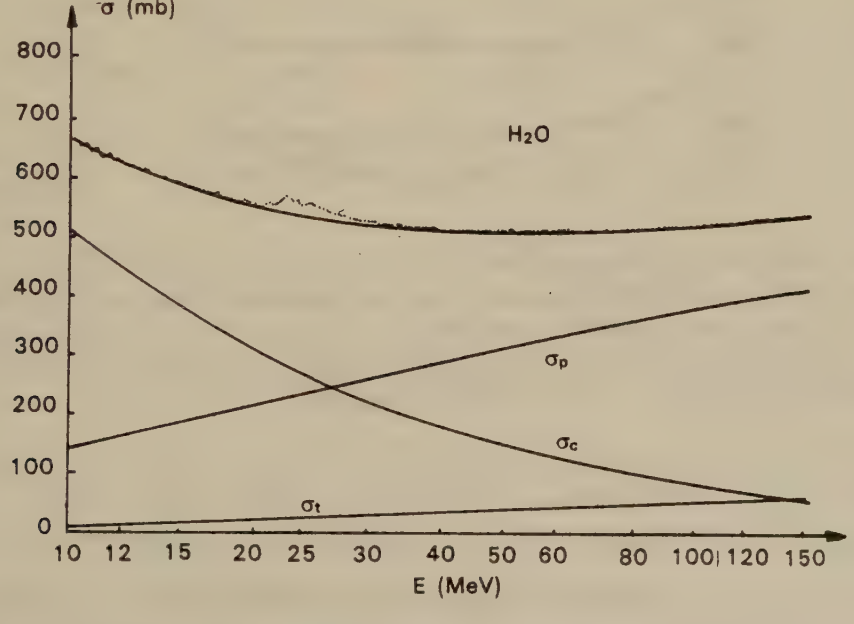


Fig. 4 : *La section efficace expérimentale (points) d'absorption totale de H_2O est présentée conjointement avec les valeurs calculées des sections efficaces élémentaires non nucléaires (σ_c : section efficace Compton ; σ_p : section efficace de création de paires dans le champ coulombien du noyau ; σ_t : section efficace de création de paires dans le champ des électrons).*

On peut voir sur cette figure que, au maximum de la résonance géante et pour l'oxygène

$$\frac{\sigma(\text{tot} : E_\gamma)}{\sigma_{ABS}(E_\gamma)} \approx 5\ \%.$$

Malheureusement $\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$ varie comme Z^2 et augmente avec E_γ de 40 à 140 MeV (pour l'oxygène) tandis que $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ varie seulement comme Z et décroît avec E_γ dans la même gamme d'énergie. En conséquence, qualitativement, comme on peut le voir sur la figure 5, il est évident que la mesure de $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ est d'autant plus difficile que Z et E_γ sont plus grands. Le problème est donc de savoir jusqu'à quel noyau et jusqu'à quelle énergie on peut espérer pouvoir mesurer $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$.

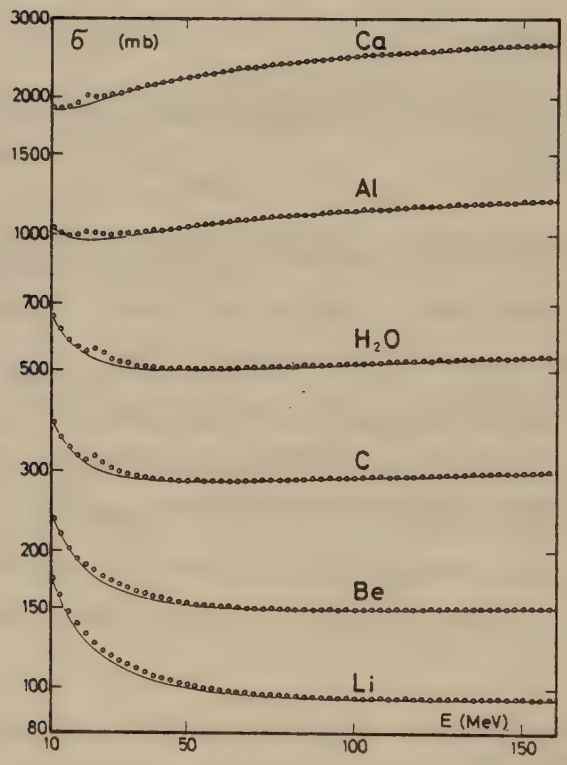


Fig. 5 : *Sections efficaces d'absorption totale* $\sigma(E_\gamma)$ *pour le Li, Be, C, H_2O, Al et Ca. Les lignes solides donnent les sections efficaces d'absorption non nucléaire calculées. Les points représentent les sections efficaces d'absorption totale ; la différence entre les points et les courbes solides représente les sections efficaces d'absorption nucléaire.*

Théoriquement, $\sigma_{TOT\ A}$ peut être, en principe, calculé avec une très grande précision. Néanmoins, la programmation et le temps de ces calculs d'une part et les incertitudes dues à la mauvaise connaissance des termes de corrections coulombiennes pour les noyaux moyens et lourds d'autre part, font que l'incertitude sur $\sigma_{TOT\ A}$ peut devenir plus grande que la quantité $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ recherchée.

Récemment, des calculs sur la détermination des $\sigma_{TOT\ A}$ ont été refaits par Gimm et al. [9,10] et les variations, que ces calculs ont entraînées, par exemple, sur la détermination de la section efficace totale d'absorption nucléaire de l'oxygène (voir fig. 5 de [4] et fig. 31 de [9]), montrent que le moindre raffinement dans le calcul de $\sigma_{TOT\ A}$ a une importance très grande sur le calcul de $\sigma(tot : E_\gamma)$.

La table 2 présente quelques valeurs typiques des sections efficaces d'absorption photonucléaire et des sections efficaces d'absorption photoatomique ainsi que la précision relative de cette dernière section efficace, ceci dans le cas des noyaux O, Ca, Sn et Pb et pour une énergie de 80 MeV.

Table 2

Valeur de la section efficace photonucléaire $\sigma(tot : E_\gamma)$ et de la section efficace photoatomique $\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$ pour E_γ = 80 MeV. Les valeurs marquées * et ** sont prises des références [4,11] et [12] respectivement. Les valeurs marquées + sont prises de la référence [13]. Les erreurs $\Delta\sigma_{TOT\ A}{}^{++}$ sont évaluées à partir des références [10] et [14].

	^{8}O	^{20}Ca	^{50}Sn	^{82}Pb
$\sigma(tot : E_\gamma)$ (mb)	1.5*	3*	8**	14**
$\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)^{+}$ (mb)	466	2380	12 800	30 800
$\frac{\sigma(tot : E_\gamma)}{\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)}$	$3{,}2 \times 10^{-3}$	$1{,}3 \times 10^{-3}$	6×10^{-4}	$4{,}5 \times 10^{-4}$
$\frac{\Delta\sigma_{TOT\ A}{}^{++}}{\sigma_{TOT\ A}}$	$< 1 \times 10^{-3}$	$< 2 \times 10^{-3}$	$\sim 5 \times 10^{-3}$	$\sim 1 \times 10^{-2}$

Une autre façon de présenter les mêmes résultats est représentée sur la figure 6.

Du tableau 1 et de la figure 6 on peut conclure que la méthode de Mayence est applicable pour les noyaux légers jusqu'à environ Z = 20 (A = 40) car pour ces noyaux les erreurs probables dans l'estimation théorique de $\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$ sont

inférieures à la valeur de $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ cherchée. Par contre, au-delà de Z = 20 et en particulier pour les noyaux lourds, cette méthode devient impraticable, car les incertitudes dans le traitement des corrections coulombiennes entachent la valeur calculée $\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$ d'erreurs prohibitives.

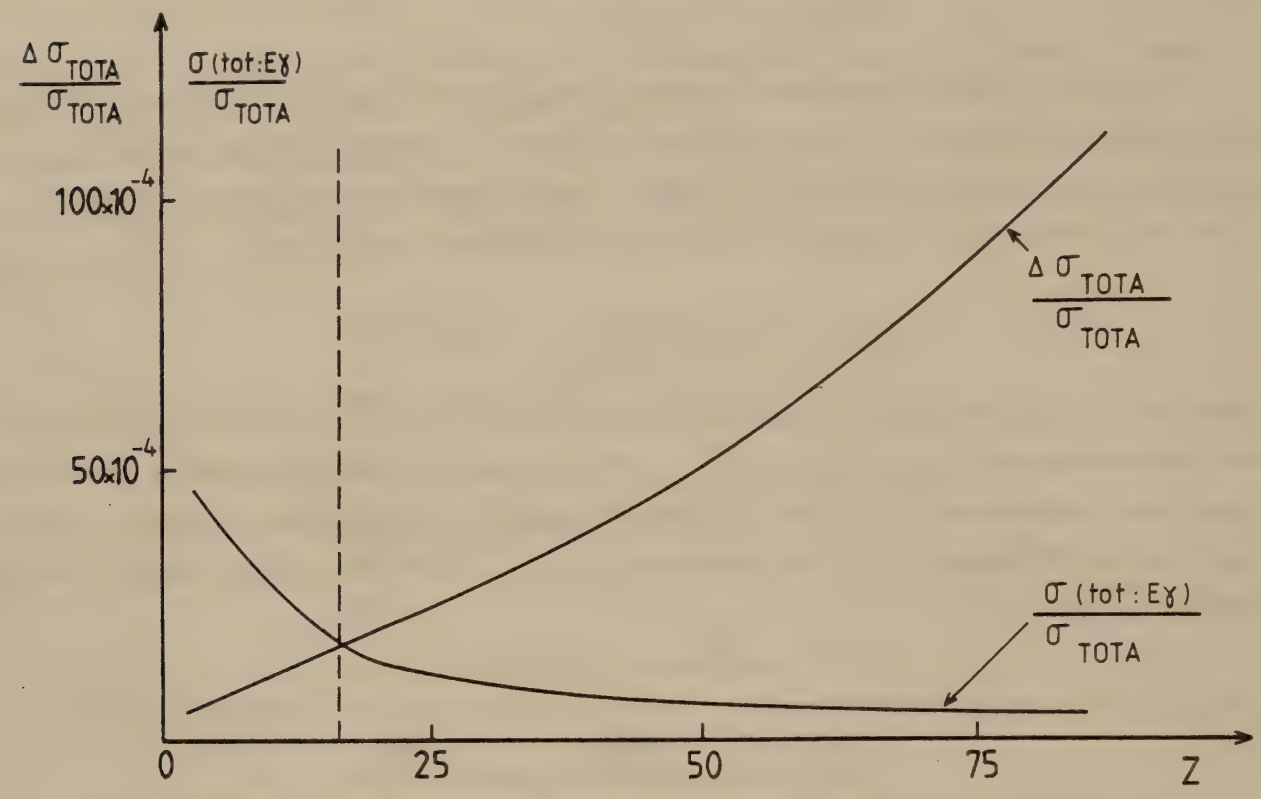


Fig. 6 : *Comparaison en fonction du numéro atomique Z des rapports* $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)/\sigma_{TOT\ A}(E_\gamma)$ *et de* $\Delta\sigma_{TOT\ A}/\sigma_{TOT\ A}$ *pour une énergie de 80 MeV (cf. texte).*

III. Méthode de détermination des sections efficaces photonucléaires totales de Bonn

Au synchrotron de 500 MeV de Bonn des photons monochromatiques peuvent être produits dans la gamme d'énergie de 215 à 385 MeV en étiquetant les photons d'un spectre de rayonnement de freinage. Il y a actuellement 20 canaux étiquetés simultanés dans la plage d'énergie de 215 à 385 MeV avec une résolution par canal d'environ 9 MeV. Un groupe de Bonn [15] a récemment entrepris de détecter les particules chargées (p ou π) émises (avec $E_p > 60$ MeV et $E_\pi > 40$ MeV), après l'absorption nucléaire d'un photon.

Le dispositif expérimental utilisé, montré figure 7, comprend 5 spectromètres de temps de vol (SZ_i, Z_i avec i = 1 à 5) pour détecter les particules chargées, et d'un ensemble de compteurs à scintillations (SR_i, R_i avec i = 1 à 8) pour

mesurer la multiplicité de charge. Les spectromètres permettent en utilisant les informations temps de vol et les informations énergie déposée dans les scintillateurs Z_i de distinguer les protons des pions. La multiplicité de charge (nombre moyen de particules chargées détectables produites par interaction nucléaire) mesurée est voisine de 1,1. Les corps étudiés sont He, Be, C, Al, Ti, Cu, Sn et Pb.

Par intégration à la fois sur les angles et sur les énergies et en tenant compte de la multiplicité mesurée, ils ont pu mesurer la section efficace d'un événement proton avec $E_p > 60$ MeV ou pion avec $E_\pi > 40$ MeV.

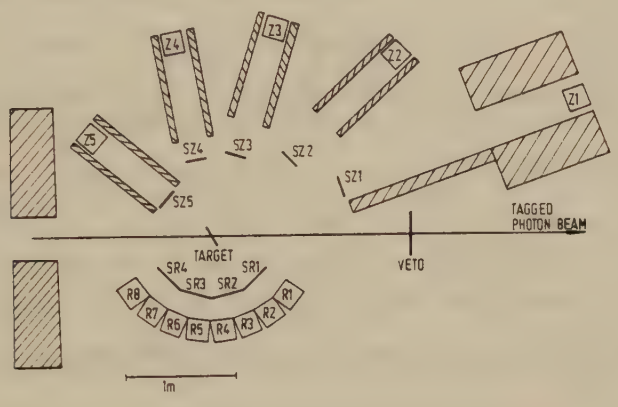


Fig. 7 : *Vue schématique de l'installation expérimentale de Bonn.*

Cette section efficace partielle $\sigma(\gamma$, p avec $E_p > 60$ MeV ; π avec $E_\pi > 40$ MeV) est ensuite reliée à la section efficace d'absorption photonucléaire totale. Ceci est obtenu par l'intermédiaire d'un modèle de cascade intranucléaire [16] qui permet de calculer le pourcentage r des procédés de désexcitation des noyaux, qui après absorption d'un photon d'énergie E_γ conduit à l'émission soit d'un pion soit d'un proton détectable ($E_p > 60$ MeV ou $E_\pi > 40$ MeV). La section efficace d'absorption photonucléaire totale est alors donnée par :

$$\sigma(\text{tot} : E_\gamma) = \frac{\sigma(\gamma, p \text{ ou} \pi)}{r}$$

avec r voisin de 0,8 pour les noyaux légers mais avec r voisin de 0,25 pour des énergies photons voisines de $E_\gamma = 215$ MeV dans le cas des noyaux d'étain ou de plomb. Malheureusement il est très difficile d'estimer les erreurs systématiques introduites par l'utilisation d'un tel modèle de cascade intranucléaire. La figure 8 représente dans le cas du beryllium, la section efficace d'absorption nucléaire totale obtenue ainsi que, à titre de comparaison, les résultats expérimentaux mesurés à Mayence [17]. On peut remarquer sur cette figure un excellent

accord entre les résultats des deux laboratoires, ceci malgré leurs possibles incertitudes systématiques respectives.

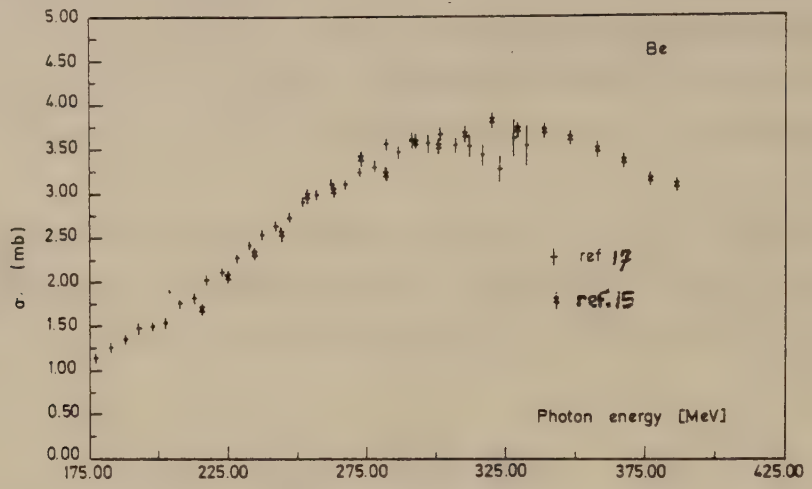


Fig. 8 : *Sections efficaces totales d'absorption photonucléaire pour le béryllium obtenues au laboratoire de Bonn et de Mayence (erreur statistique seulement).*

Pour des énergies E_γ < 140 MeV, d'une part, il ne peut y avoir émission de pions, et d'autre part, l'émission des protons est plus défavorisée par la barrière coulombienne, ce qui entraîne une valeur plus petite de r.

Par exemple, du modèle de cascade intranucléaire de Chang et Wu [18] on peut déduire qu'après absorption d'un photon de 100 MeV par un noyau de Pb,

a) 37 % des canaux de décroissance possible comprennent au moins un proton,
b) 16 % des canaux de décroissance possible comprennent au moins un proton d'énergie supérieure à 10 MeV.

Ainsi, la section efficace totale photonucléaire à E_γ = 100 MeV peut être évaluée à partir de $\sigma(\gamma, p \text{ avec } E_p > 10 \text{ MeV})$ par

$$\sigma(\text{tot} : E_\gamma) = \frac{\sigma(\gamma,p)}{0,16}$$

avec le facteur de normalisation $1/0,16 \sim 6$ qui est connu avec l'incertitude inhérente à un tel modèle.

En conclusion, les diverses remarques ci-dessus font qu'il semble difficile d'extrapoler la méthode de Bonn à des énergies de 30 à 140 MeV, de façon à obtenir d'une manière fiable des mesures de sections efficaces d'absorption nucléaire totale pour les corps lourds.

IV. Méthode de détermination des sections efficaces photonucléaires totales de Saclay pour les noyaux moyens et lourds

Cette méthode, qui sera développée dans les chapitres suivants, est une extrapolation à plus haute énergie de la méthode utilisée à Saclay pour l'étude de la résonance géante dipolaire (voir référence introduction [2]).Elle nécessite la production de photons quasi monochromatiques par annihilation en vol de positons,et l'utilisation d'un détecteur de photoneutrons de grande efficacité.

Comme il sera montré dans les chapitres suivants, le procédé utilisé permet d'obtenir les sections efficaces photoneutroniques $\sigma^{(i)}$ définies par

$$\sigma^{(i)} = \sum_{j=i} \sigma(\gamma,jn...)$$

où $\sigma(\gamma,jn...)$ désigne la section efficace d'absorption photonucléaire suivie de l'émission de j neutrons,c'est-à-dire que : $\sigma(\gamma,jn...)$ = somme de toutes les sections efficaces du type (γ,jn) ; $(\gamma,jn\ 1p)$; $(\gamma,jn\ 2p)$... ; $(\gamma,jn\ 1\alpha)$...

Avec cette définition $\sigma^{(1)}$ représente alors la section efficace totale d'absorption photoneutronique. Une conséquence directe de ce qui précède est que la différence $\Delta\sigma$ entre la section efficace totale d'absorption photonucléaire $\sigma(tot : E_\gamma)$ et la section efficace totale photoneutronique $\sigma^{(1)}$ est donnée par :

$$\Delta\sigma = \sigma(tot : E_\gamma) - \sigma^{(1)} = \sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,2p) + \sigma(\gamma,\alpha) + ...$$

c'est-à-dire par la somme de toutes les sections efficaces dont la désexcitation n'est pas accompagnée de l'émission de 1 ou plusieurs neutrons.

Le but de nos expériences est de déterminer la section efficace totale d'absorption photonucléaire $\sigma(tot : E_\gamma)$; si on assimile $\sigma(tot : E_\gamma)$ à la section efficace totale photoneutronique $\sigma^{(1)}$ cela revient à négliger

$$\Delta\sigma = \sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,2p) + \sigma(\gamma,\alpha)...$$

devant $\sigma^{(1)}$.

Pour les corps légers, il est bien connu que les sections efficaces $(\gamma,1n)$ et $(\gamma,1p)$ sont du même ordre de grandeur, ce qui entraîne bien évidemment que l'assimilation ci-dessus n'est pas alors valable. A titre d'exemple la figure 9 montre les sections efficaces des réactions $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$ et $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$ [19].

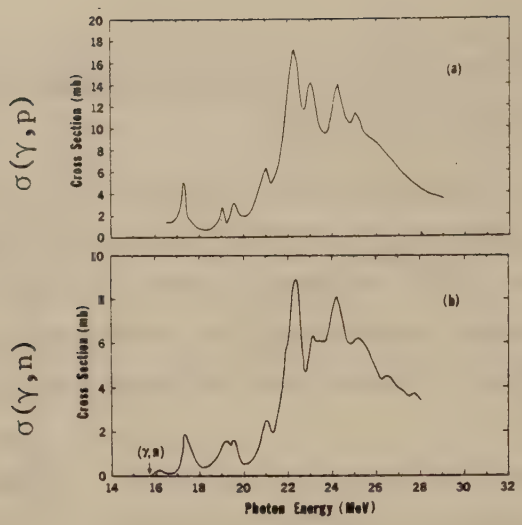


Fig. 9 : *Comparaison des sections efficaces (γ,p) et (γ,n) dans le cas de l'oxygène 16* [19].

Mais qu'en est-il exactement pour les corps moyens et lourds ? L'hypothèse fondamentale faite est de supposer que pour ces noyaux la quantité $\Delta\sigma = \sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,2p) + \sigma(\gamma,\alpha) + \ldots$ peut être négligée devant $\sigma^{(1)}$, c'est-à-dire que l'émission des particules chargées est défavorisée par rapport à l'émission des particules neutres, à cause, en partie, de la barrière coulombienne.

Ceci a été partiellement vérifié expérimentalement par plusieurs auteurs. C'est ainsi que K. Shoda [20], dans la région de la résonance géante, a pu montrer que, dans le cas du néodyme 142, on avait :

$$\frac{\int_{}^{26\ \mathrm{MeV}} \sigma(\gamma,p)\,dE}{\int_{}^{26\ \mathrm{MeV}} \sigma(\gamma,n)\,dE} \lesssim 3\ \% \quad .$$

Dans la figure 10 qui représente à la fois $\sigma(\gamma,p)$ et $\sigma(\gamma,n)$, la section efficace $\sigma(\gamma,p)$ a été multipliée par 20 afin de faciliter la comparaison.

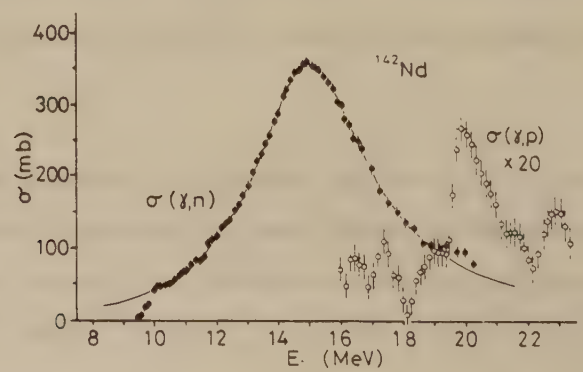


Fig. 10 : *Section efficace (γ,n) et (γ,p) dans le cas du néodyme 142. La section efficace (γ,p) a été multipliée par 20* [20].

La section efficace $\sigma(\gamma,p)$ provient de l'analyse de la section efficace (e,e'p) [20] utilisant une méthode similaire à la méthode de moindre structure de Cook [21]. La section efficace $\sigma(\gamma,n)$ provient des mesures de Saclay faites à l'aide de photons quasi monochromatiques [22].

D'autre part, H. Dahmen et al. [23] à Heidelberg, toujours dans la même gamme d'énergie, ont mesuré la section efficace $\sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,pn)$ sur le Pb 208, du seuil jusqu'à 33 MeV en utilisant un faisceau de rayonnement de freinage fourni par un betatron de 33 MeV et en observant les radioactivités induites des noyaux résiduels. Ils ont trouvé (fig. 11) que pour ce noyau $\sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,pn)$ est d'environ 2 mb à 30 MeV et que

$$\int^{30\ \mathrm{MeV}} \left[\sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,pn)\right] dE \approx 20\ \mathrm{MeV.mb} \approx 6\ 10^{-3}\ \sigma_o .$$

Or les mesures photoneutroniques de Saclay sur le plomb 208 [24] ont donné

$$\int^{30\ \mathrm{MeV}} \left[\sigma(\gamma,n...) + \sigma(\gamma,2n...) + \sigma(\gamma,3n...)\right] dE \approx 1{,}2\ \sigma_o$$

ce qui est 200 fois supérieur à la section efficace intégrée

$$\int^{30\ \mathrm{MeV}} \left[\sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,pn)\right] dE .$$

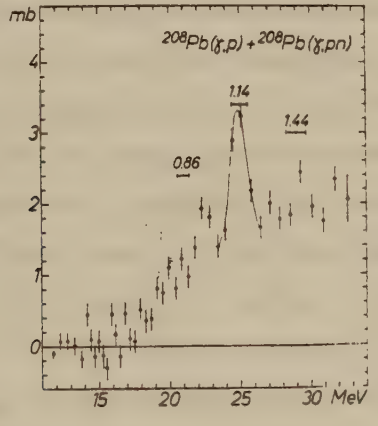


Fig. 11 : *Sections efficaces(γ,p) et (γ,pn) du plomb* [23].

Les deux exemples précédents montrent donc que, du moins pour les sections efficaces intégrées jusqu'à environ 30 MeV, il est parfaitement justifié de négliger l'influence des sections efficaces $\sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,2p) + \sigma(\gamma,\alpha) + \ldots$ pour le calcul de la section efficace d'absorption totale photonucléaire des noyaux lourds.

Dans la gamme d'énergie comprise entre 30 et 140 MeV il existe actuellement

peu de mesures précises similaires. Néanmoins, des études récentes sur les réactions ^{197}Au (π^-,xnyp), étudiées au SIN avec des pions stoppés, apportant ainsi une énergie de 140 MeV et pas de moment au noyau (une situation très analogue à celle de l'absorption d'un photon de 140 MeV par un noyau) ont montré que les probabilités d'émission de 0 proton (réaction (π^-,xn0p)) et de 1 proton (réaction (π,xn1p)) sont respectivement de 87 % et 13 % [25]. D'autre part, la distribution de ces réactions (π^-,xn1p) a été trouvée, dans le cas de l'or, centrée autour de x = 6 [26], et avec une largeur telle que la réaction (π^-,0n 1p) a une probabilité nettement inférieure à 1 % par rapport au nombre de pions stoppés, absorbés par un noyau d'Au.

Enfin, toujours dans la gamme d'énergie de 30 à 140 MeV, divers modèles théoriques prédisent que les sections efficaces du type $\sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,\alpha) + \ldots$ sont négligeables devant les autres voies partielles. En particulier un des modèles le plus complet et un des plus récent est celui de J. Wu et de C. Chang [18] de l'université de Maryland qui ont calculé, par un modèle de prééquilibre, que dans le cas de l'absorption de photons de 100 MeV par un quasi-deuteron, dans le cas du plomb, on avait

$$\sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,2p) + \sigma(\gamma,\alpha) + \ldots < 10^{-2}\ \sigma(\text{tot} : E_\gamma) \ .$$

De ce qui précède, on peut par conséquent conclure que, pour un noyau lourd tel que le plomb, l'omission des sections efficaces (γ,p), $(\gamma,2p)$, (γ,α) ... peut conduire à une erreur qui est largement inférieure à 5 % de la section efficace totale d'absorption des photons, ceci dans la plage d'énergie de 30 à 140 MeV. Comme on le verra plus tard, une telle incertitude éventuelle est beaucoup plus petite que les erreurs expérimentales entachant nos mesures et, dorénavant, pour les corps moyens et lourds on assimilera section efficace photonucléaire totale et section efficace photoneutronique totale : $\sigma(\text{tot} : E_\gamma) \approx \sigma^{(1)}$.

La caractéristique primordiale de la méthode de Saclay, pour la détermination des sections efficaces photoneutroniques des corps moyens et lourds, étant l'utilisation d'un faisceau de photons quasi monochromatiques obtenu par annihilation en vol de positons, le chapitre suivant est consacré à l'obtention et à l'étude des propriétés de ce faisceau.

Références

[1] J. Levinger, Proc. Intern. Conf. Low and Intermediale Electromagnetic Interactions (Acad. of Sciences, URSS, Moscow) Vol. 3, (1967) 411.

[2] G.G. Taran, Sov. J. of Nucl. Phys. 7 (1968) 301.
A.N. Gorbunov et al., Sov. Phys. JETP 7 (1958) 596 ; Sov. Phys. JETP 15 (1962) 520.

[3] G. Bishop et al., Nuovo Cimento XLII, B, (1966) 158.

[4] J. Ahrens et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 479-492.

[5] L.W. Jones and K.M. Terwilliger, Phys. Rev. 91 (1953) 699.
V. Cocconi Tongiorgi et al., Phys. Rev. 88 (1952) 145.

[6] J.M. Wickoff, Phys. Rev. 159 (1967) 953.

[7] G.G. Jonsson and B. Forkman, Nucl. Phys. A107 (1968) 52.
K. Lindgren and G.G. Jonsson, Nucl. Phys. A166 (1971) 643.

[8] J. Ahrens et al., N.I.M. 108 (1973) 517.

[9] H.A. Gimm and J.H. Hubbel, N.B.S. Technical note 968 (1978).

[10] J.H. Hubbel et al. J. Phys. Chem. Ref. data, Vol. 9, n°4, (1980) 1023.

[11] J. Ahrens et al. Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure studies using electron scattering and photoreaction, Sendaï, 1972, p. 213.

[12] A. Leprêtre et al. Nucl. Phys. A367 (1981) 237.

[13] A.H. Wapstra and N.B. Gove, Nucl. Data Tables 9 (1971) 267.
E. Storm and H.I. Israël, Nucl. Data Tables 7 (1970) 565.

[14] N.K. Sherman et al., Intern. Conf. on Nucl. Phys. with electromagnetic interactions, Mainz, 1979 ; contribution paper 4.31.

[15] J. Arends et al. Phys. Lett. 98B (1981) 423.

[16] T.A. Gabriel et al. Phys. Rev. 182 (1969) 1035.
T.A. Gabriel, Phys. Rev. C13 (1976) 240.

[17] J. Ahrens, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure (Vancouver, 1979), eds. D.F. Measday and A.W. Thomas (North-Holland, Amsterdam, 1980) p. 67.

[18] J.R. Wu and C.C. Chang, Phys. Rev. C16 (1977) 1812 et communication privée.

[19] B.L. Berman et al. Phys. Rev. Lett. 36-24 (1976) 1441.

[20] K. Shoda, Phys. Reports 53 (1979) 343.

[21] B.C. Cook, Nucl. Inst. and Methods 24 (1963) 256.

[22] P. Carlos et al., Nucl. Phys. A172 (1971) 437.

[23] H. Dahmen et al., Nucl. Phys. A164 (1971) 140.

[24] A. Veyssière et al., Nucl. Phys. A159 (1970) 561.

[25] H.S. Pruys et al., Proc. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, 1977, p. 219 (University Milano).

[26] H.S. Pruys et al., Nucl. Phys. A316 (1979) 365.

Chapitre 3

ETUDE DU FAISCEAU DE PHOTONS QUASI-MONOCHROMATIQUES UTILISE DANS LES EXPERIENCES PHOTONEUTRONIQUES AUPRES DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 600 MeV DE SACLAY

NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS 165 (1979) 417-437; © NORTH-HOLLAND PUBLISHING CO.

III.1. THE QUASI-MONOCHROMATIC PHOTON BEAM USED IN PHOTONEUTRON EXPERIMENTS FROM 20–120 MeV AT THE 600 MeV SACLAY LINAC

A. VEYSSIÈRE, H. BEIL, R. BERGÈRE, P. CARLOS, J. FAGOT, A. LEPRÊTRE,

Département de Physique Nucléaire, CEN Saclay, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France

and

J. AHRENS

Max Planck Institut for Chemistry, Nuclear Physics Division, Mainz, Germany

Received 20 June 1979

A beam of 20–130 MeV positrons, with average intensities between 10 nA and 50 nA, is used at the 600 MeV Saclay Linac to create a quasi-monochromatic photon beam with a continuously variable energy. This beam was used to measure photoneutron cross sections and the corresponding photonuclear facility is first described. The computer-controlled methods, implemented to measure the energy spectrum and the emittance of the positron beam are described. The quasi-monochromatic photon lines are produced by the annihilation in flight of monoenergetic positrons in two annihilation radiators with different Z successively. The photon beam emission angle θ is shown to be the most critical parameter in the search for an optimum overall signal to background ratio for a specific photoneutron experiment. The choice of an angle $\theta \simeq 4°$ is explained for absolute measurements of $\sigma(\gamma, xn)$ cross-sections, for which the used average intensities of monochromatic photons were thus purposely reduced to $\simeq 5 \times 10^3\ s^{-1}$., with an energy resolution $\simeq 12\%$.

1. Introduction

Whereas purely monoenergetic beams of charged particles, with a continuously variable energy, are easily available, no purely monochromatic, energy-tunable photon beam can easily be achieved over a wide energy range. Only "approximately monochromatic" photon beams could be produced so far with various techniques. This provides a very strong constraint: the "qualities÷drawbacks" compromise for any such photon beam depends, to a large extent, on the specific photonuclear experiment that one wants to carry out. The characteristics of the new Saclay quasi-monochromatic photon beam have been specifically chosen to allow absolute measurements of photoneutron cross-sections above the giant dipole resonance, i.e. from 20–140 MeV.

The bulk of experimental photoneutron cross-section data in the photon energy region of the giant dipole resonance, henceforward referred to as the GDR, has been obtained by means of quasi-monochromatic photon beams of continuously variable energy, created by the annihilation-in-flight of a beam of monoenergetic positrons[1]). Moreover, such measurements of partial photoneutron cross-sections, $\sigma(\gamma, xn)$, for medium and heavy nuclei, lead to reasonable values of the total photonuclear cross-section $\sigma(\gamma, \mathrm{TOT})$ because

$$\sigma(\gamma, \mathrm{TOT}) \simeq \sum_{x=1} \sigma(\gamma, xn).$$

It therefore seemed quite rational to extend this kind of measurements, using the same experimental techniques[2]), into the energy region between the GDR and the pion threshold of $\simeq 140$ MeV, as soon as an appropriate positron beam became available. Since 1976, the 600 MeV Saclay Linac has been producing a usable positron beam in the energy range of 20–130 MeV. This paper proposes to describe how this positron beam was used to produce a variable energy, quasi-monochromatic photon beam, with the specific intention of measuring the sum of all the partial photoneutron cross-sections, $\sigma(\gamma, xn)$, for $A > 100$ nuclei in this energy region and which can also be written as:

$$\sum_{x} \sigma(\gamma, xn) \simeq \sigma(\gamma, \mathrm{TOT}).$$

These absolute photonuclear absorption cross-sections, $\sigma(\gamma, \mathrm{TOT})$, are required for the evaluation of the total integrated cross-sections

$$\sigma_0 = \int_{\mathrm{thresh}}^{\approx 140\ \mathrm{MeV}} \sigma(\gamma, \mathrm{TOT})\, \mathrm{d}k$$

a result which can be compared with the theoretical predictions given by different sum rules.

1.1. Main features of the Saclay BE photonuclear facility

This paper deals solely with the low-energy photonuclear experimental area of the 600 MeV

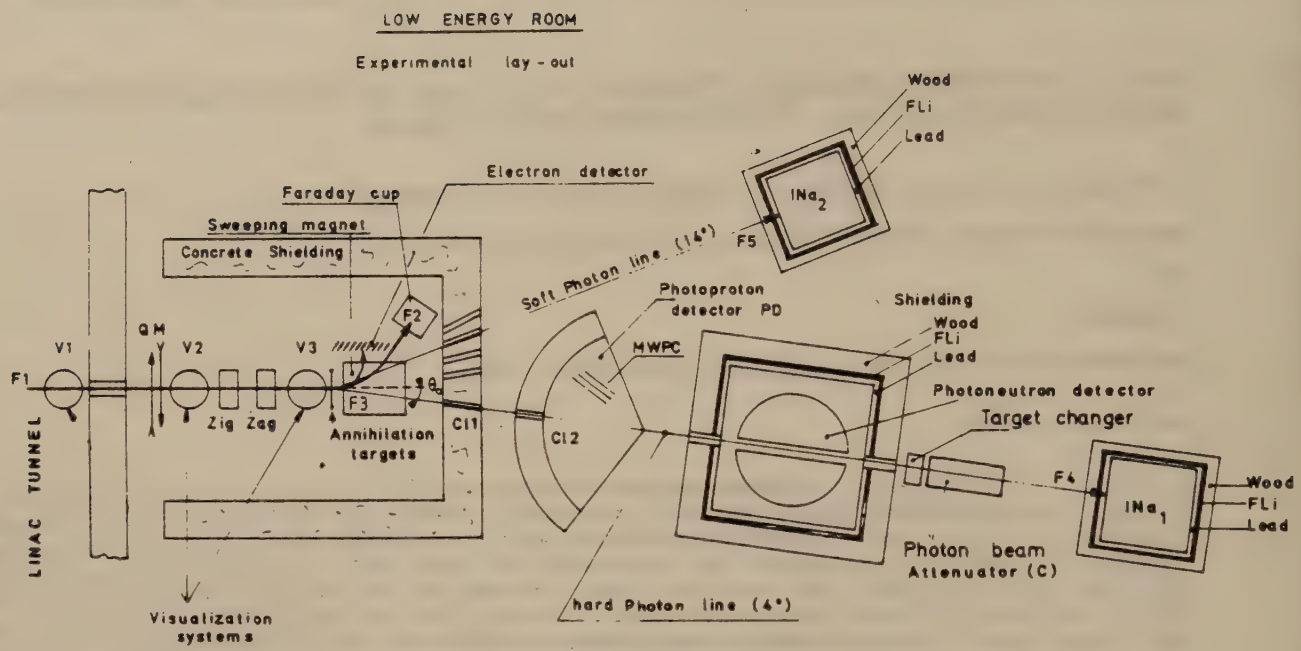


Fig. 1. Experimental lay-out of the low-energy experimental area (BE) at the 600 MeV Linac in Saclay.

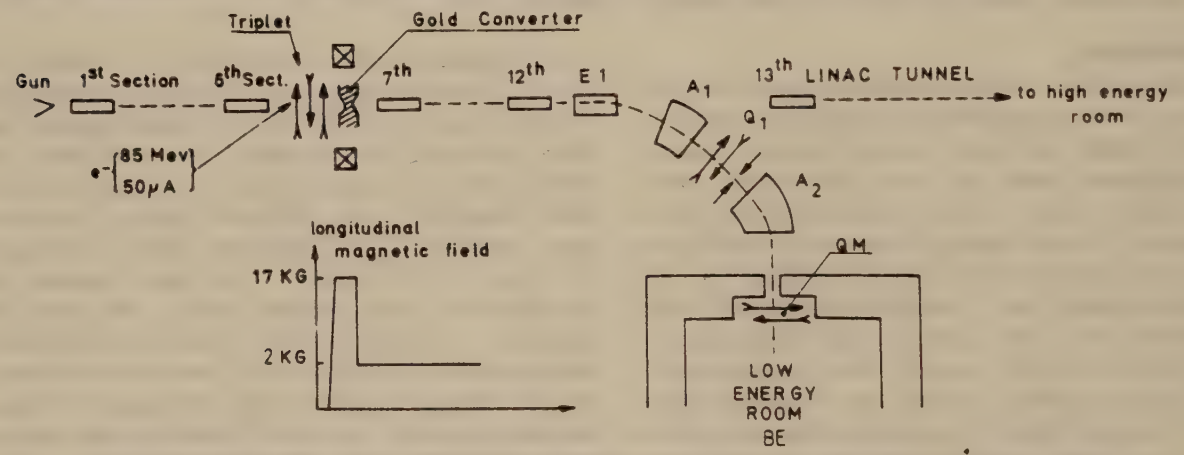


Fig. 2. Schematic representation of the production and acceleration of positrons at the 600 MeV Linac in Saclay.

linear electron accelerator in Saclay. This zone, henceforward referred to as "BE" (Basse Energie), is situated at roughly a third of the overall length of the Linac. Before discussing the e^+ and photon beam characteristics any further we shall give a short description of the experimental apparatus which enables us to analyze and control these different beams. Similarly, the acquisition and control apparatus of the photonuclear experiment shall also be discussed briefly.

1.1.1. *Experimental lay-out of the beam lines*

The Saclay BE photonuclear experimental area, shown in fig. 1, has been designed and laid-out around three main beam lines: a e^+ beam and two types of ensuing photon beams. A short description of the essential features of each line shall now be given.

(a) *The* e^+ *beam* (from F_1–F_2 in fig. 1). Before entering the BE area, the e^+ beam is bent through 90° by means of a set of dipoles and quadrupoles, shown in fig. 2. Once inside BE, the beam passes the following apparatus:

- a triple beam visualization system V_1, V_2, V_3,
- a focalizing quadrupole doublet QM;
- a small-angle beam deflecting system "Zig-Zag", which controls the angle of incidence of the e^+ beam on the annihilation target;

- a remotely controlled annihilation-radiator changer;
- a sweeping magnet;
- a Faraday cup and its special shielding.

The whole of this installation is shielded by heavy-concrete walls in order to reduce the background at the photonuclear detector sites. The sweeping magnet is also equipped with several plastic scintillators P which have been used to produce a "tagged" Bremsstrahlung photon beam through the detection of the appropriate electron partners, but this special system, producing also monochromatic photons, will not be described in this paper.

(b) *The "hard" photon beam* (F_3–F_4 in fig. 1). As detailed later on, the positrons are annihilated in thin, low Z targets and produce a photon beam which can then be used for photonuclear experiments. This photon beam is first defined by a collimator, C11, adjustable in diameter, which is to be found at $\theta_0 = 4°$ with respect to the incident e^+ beam, when this e^+ beam has not been deviated by the Zig-Zag system. This hard photon beam passes through the following elements:

- a second photon collimator, C12, placed in the center of the yoke of an electromagnet with a gap of 52 cm. Several MWPC are placed inside the gap and the system is designed to detect photoprotons in a great solid angle.
- The central tube of a photoneutron detector consisting of a large Gd-loaded liquid scintillator with a large ($\simeq 70\%$) and variable neutron detecting efficiency, ε, described in detail in ref. 2.
- A remotely controlled, compressed air driven, photonuclear target changer containing five targets.
- A succession of remotely controlled cylindrical photon beam attenuators made of different lengths of aluminium and carbon. These attenuators are indispensable because they allow one to count the photon induced neutrons and the photons themselves simultaneously, without producing pile-up problems in the photon-detecting NaI crystal.
- The center of the heavily shielded 8″×12″ NaI crystal itself.

It is important to realize here that an appropriate current in Zig-Zag will deviate the incident e^+ beam, thus causing its impact angle on the annihilation target to change. But the above, physically defined "hard" photon line being fixed at 4°, this means that the hard photon beam does, in fact, change its angle of emission, θ, with respect to the incident e^+ beam as a function of the Zig-Zag current. The process is continuous and covers an angular range of 0–8 degrees.

(c) *The "soft" photon beams* (F_3–F_5 in fig. 1). These beam lines are also defined by fixed photon collimators in the front wall of the main shielding. They can be chosen to emerge at 8, 11, 14 and 17° with respect to the incident e^+ beam. The photon detector used on these photon beams is the twin of the one used on the hard photon line.

1.2. Computer associated beam control and data acquisition

The beam control and photonuclear data acquisition system in BE was designed so as to reduce any manual intervention in the experimental area to the strictest minimum.

This automatization process is controlled by two PDP8E computers, the first deals with the e^+ beam and the second with the acquisition of the experimental photonuclear data. All remotely controlled measuring devices and control mechanisms are connected to the computers by CAMAC interfaces and all electronic modules are also CAMAC standard. Since a detailed description of the installation has been given in ref. 3, we shall merely give a summary of the essential points here.

(a) *Computer control of the* e^+ *beam*. Many different measurements and controls, all related to the proper handling of the e^+ beam in the BE experimental area, can be performed by this computer. Some of the more important functions can be performed either separately or as a combination. They are:

- the selection of the e^+ beam-energy by means of an automatic adjustment of the different electromagnetic elements. The correct energy setting is obtained via digital–analogue converters acting on the power supplies which, in turn, apply the appropriate current to the elements in question.
- A non intercepting, on-line, e^+ beam visualization system giving, for example, the dimensions and the center of gravity of the e^+ beam every few seconds or so.
- A measurement and control system applicable to all electromagnetic elements of the e^+ beam-guiding-system as well as to the e^+ beam parameters themselves. This system allows for stable e^+ beam operating conditions by means of preselected window settings.
- Additional tasks, such as evaluation of the e^+ beam divergence, measurements of the e^+ energy spectrum etc. can also be performed.

(b) *Computer control of photonuclear data acquisition.* Again, a great number of diverse tasks can be assigned to the computer which manages and controls the data acquisition part of the photonuclear experiments. A fairly typical selection would include the following controls and measurements:

- acquisition of photoneutron data (84 scalers).
- Acquisition of photon spectra by the NaI crystals via analogue digital converters.
- A change in the annihilation target, chosen from between eight such targets fitted to a rotating, disk-like frame driven by a step by step motor via a vacuum-proof joint.
- A preliminary, on line, calculation of some cross-sections.
- Data recording on tape (or disk).

It should also be noted that the two computers are interconnected by CAMAC interfaces and can thus exchange information. For instance, the computer controlling the e^+ beam can "tell" the data acquisition controlling computer to interrupt the acquisition of photonuclear data whenever any of the chosen parameters, such as the e^+ beam current, say, falls outside the appropriate e^+ intensity-control window.

2. The positron beam

2.1. Positron beam production, acceleration and transport

Since this paper is meant to give a description of the photonuclear experiments performed in the BE experimental area only, the positron beam characteristics discussed below will also be limited to the positron beam as it exists inside BE only. The first positron beam was transported into the BE area in 1974. As schematically shown in fig. 2, positrons are produced by pair production from Bremsstrahlung created when the intense beam of high-energy electrons from the 600 MeV Saclay Linac strikes a 3 mm thick gold converter placed between sections 6 and 7, with the following characteristics:

- average electron current, $I_{e-} \simeq 50\ \mu A$;
- electron beam energy, $E_- \sim 85$ MeV;
- power in the electron beam ≤ 4.5 kW;
- pulse repetition rate: 1000 Hz or 2000 Hz;
- pulse width used in (γ, xn) measurements: 2 μs.

The incident, 85 MeV electrons, are focused onto the converter which is immersed in a 17 000 Gauss magnetic field in such a way that most of the positrons, emitted within a cone of half angle $\simeq 15°$, will be trapped and subsequently focused into the next section by a magnetic field of $\simeq 2000$ G. A detailed study of the production and dynamics of the positrons has been made by Aune[4]). These trapped e^+ are accelerated to the desired energy in the $20 \leq E_+ \leq 130$ MeV range, and transported into the BE area after the 12th section[5]).

It should be noted that the e^+ beam between sections 12 and 13, and before entering BE, can be energy analyzed by means of a magnetic system containing an appropriate set of energy-analyzing slits which normally provide an energy resolution $\Delta E_+ / E_+ = 1.5\%$.

As shown schematically in fig. 1, the e^+ beam in BE is focused onto a thin, low Z annihilation target where it produces, for photon emission angles $\theta \neq 0$, a photon spectrum of the general form shown in fig. 3. The remaining e^+ are then swept out of the photon beam and into the Faraday cup by means of the sweeping magnet.

This Faraday cup, capable of detecting currents of the order of a few picoamperes at energies of the order of 150 MeV, serves also as a beam catcher and has been described in detail elsewhere[6]).

2.2. Positron beam analysis and characteristics

The most important of the measurable positron beam characteristics needed for our photonuclear experiments in BE are: the positron current (I_{e+}) and the ratio I_{e+}/I_{e+}, the positron energy spectrum and, above all, the precise geometric configuration (dimensions, center of gravity, direction with respect to the plane of the annihilation target) of the positron beam at the moment of impact on the annihilation target. As discussed later on, the latter

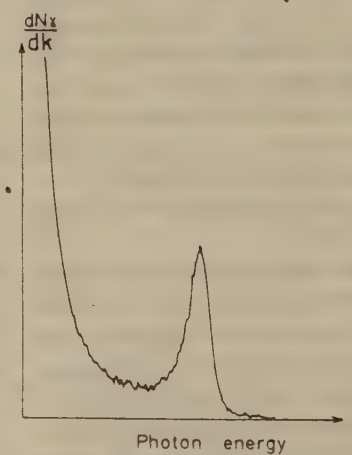


Fig. 3. Typical photon spectrum obtained by the annihilation-in-flight of monochromatic positrons for photon emission angles $\theta \neq 0°$.

parameters have a drastic influence on the shape and intensity of the photon spectrum through the photon emission angle, θ, with respect to the incident positron beam.

2.2.1. *The* e^+ *beam emittance*

The positron beam visualization system, V_1, V_2 and V_3 shown in fig. 1, has been described in a previous publication[7]) and we shall just recall the basic operational principles. Each of the three detection units V_1, V_2 and V_3 consists of two, thin, rod-like plastic scintillators which intercept the dimension of the e^+ beam in its horizontal and vertical plane respectively. Step by step motors rotate the rods in their respective planes via a vacuum proof magnetic clutch. Photomultipliers "observe" the scintillators and their coded signals are recorded by the computer and used to calculate the e^+ beam dimensions, its center of gravity, the beam direction and hence the photon emission angle θ, the beam emittance etc. The design and construction of a special CAMAC module in our laboratories has made these particular measurements a fully automatic, computer controlled procedure which allows one to follow the spatial evolution of the e^+ beam all along its transport line in BE. As shown in fig. 4, any chosen set of measured parameters can then be displayed on a 4014 Tectronics console, thus providing one with a fast and effective means of controlling the e^+ behaviour up till the point of impact on the annihilation target. It should be emphasized again that this type of beam analysis, combined with an appropriate deviation of the positron beam in Zig-Zag, allows one to "send" the photon beam in any chosen direction within the range of $0 \leq \theta \leq 8°$ with respect to the actual direction of the incoming positrons.

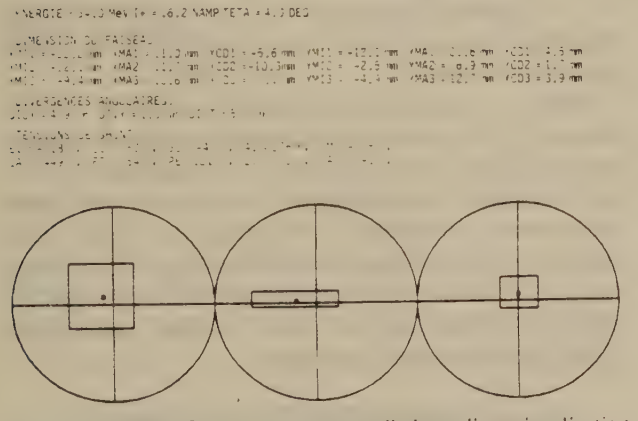


Fig. 4. Example of a computer controlled, on-line vizualization of a chosen set of e^+ beam characteristics. The circles and cross-hairs represent the geometry of the beam-containing vacuum tube at the V_1, V_2 and V_3 emplacements respectively. The small crosses represent the centers of gravity of the beam at the same sites and the rectangles give a schematic representation of the geometric configuration of the e^+ beam inside the tube. Corresponding computed e^+ characteristics are also listed.

The emittance of the e^+ beam can also be measured by means of a method developed at the Saclay synchrotron Saturne. One varies the current in QM and observes the ensuing changes in the geometric configurations of the e^+ beam via the above visualization system. Since the theoretical transport matrices between any two electromagnetic elements are known, one can then obtain the original e^+ beam emittance. Such an "on-line" procedure, using a modified Saturne code, has been adapted to our specific needs. As an example, fig. 5 shows the horizontal e^+ beam emittance as a function of E_+.

2.2.2. *The positron yield* (I_{e+}/I_{e-})

The positron yield in the BE experimental area has been measured as a function of E_+ with an energy resolution of $\Delta E_+/E_+ \simeq 1.5\%$. The results, shown in fig. 6, are compatible with the theoretical predictions and one cannot hope to increase them appreciably. Taking the limited power dissipation capabilities of the $e^- \rightarrow e^+$ converter into account, we can obtain positron currents in the range of 10 nA at 20 MeV to roughly 60 nA at 100 MeV. It can be seen from fig. 7, how these characteristics, routinely used in our recent photonuclear experiments at the Saclay Linac, compare with the positron beams available or planned at other facilities.

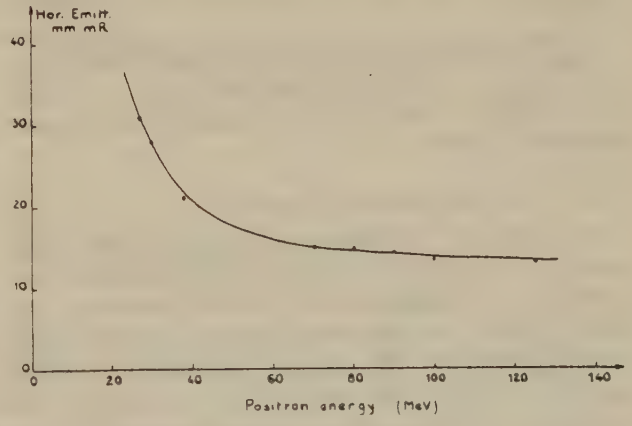


Fig. 5. Horizontal positron beam emittance as a function of positron energy E_+.

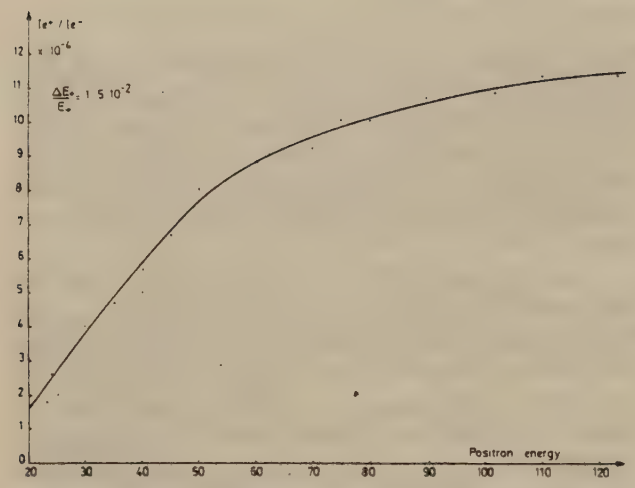


Fig. 6. Experimental positron yield, (I_{e+}/I_{e-}), as a function of positron energy E_+, valid for the BE experimental area only, and for an energy definition $\Delta E_+/E_+ = 1.5\%$.

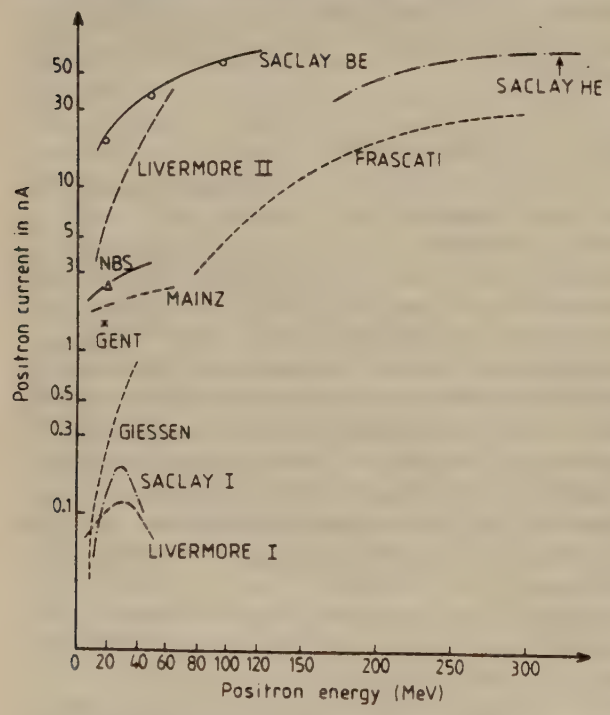


Fig. 7. Positron currents and energy ranges available at some experimental facilities.

2.2.3. *The positron energy spectrum*

As indicated previously, such spectra are measured in a completely automatic procedure by the computer. A sequential step by step increase in the energy tuning of the beam transport system allows one to measure the positron current I_{e+}, which passes through the energy analyzing slit and reaches the Faraday cup, as a function of E_+.

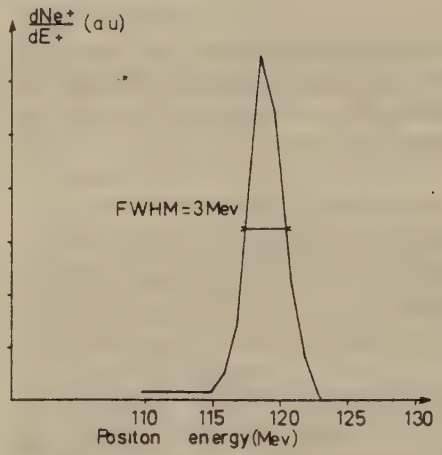


Fig. 8. Measured energy spectrum, showing a FWHM of 3 MeV, for a positron beam delivered by the accelerator around the energy $E_+ = 120$ MeV.

The results are then displayed on the visualization screen of the control computer as shown in fig. 8. When all parameters controlling the e^+ beam are properly adjusted, a FWHM of the order of 2.5–3 MeV rather independent of E_+ can be obtained, for the energy spectrum of the positrons at the end of the accelerator section 12. Such a width is the smallest so far obtained by the accelerator engineers, and is mostly determined by the energy range (8–11 MeV) of the positrons "captured" in the accelerator immediately after the $e^- \rightarrow e^+$ converter. This means that the normal energy defining slit ($\Delta E_+/E_+ \simeq 1.5\%$) will "pass" 25–50% of the accelerated e^+ only, when the energy E_+ varies from 50–100 MeV. Such an "efficiency" is clearly reflected by the positive slope observed for the curve $I_{e+}/I_{e-} = f(E_+)$ in fig. 6 from 20–100 MeV.

Finally, it should be noted that the e^+ beam geometry, the positron yield and the other e^+ beam characteristics, discussed above, are strongly correlated and are very sensitive functions of the Linac operational parameters. For instance, it is quite useless to increase the positron yield (I_{e+}/I_{e-}) if this entails the beam emittance becoming worse and if the latter turns out to be the critical factor in a given photonuclear experiment.

3. The quasi-monochromatic photon beam

In 1957, Tzara proposed[8]) a versatile method for the creation of a nearly monoenergetic photon beam of continuously variable energy which uses the annihilation – in – flight of monoenergetic positrons as its source. The first experimental facilities,

using this method, were installed practically simultaneously in 1960 by Fultz et al. at the Livermore Linear Electron Accelerator[9]) and by Tzara and his team at the 60 MeV Saclay Linac[10]).

A new facility, whose operational characteristics will now be discussed, has been installed since 1976 at the 600 MeV Saclay Linac. Its main feature is an angular discrimination of the type previously used at Orsay[11]).

3.1. General features of the photon spectra produced by monoenergetic positrons

When high energy monoenergetic positrons move through a thin slab of material made of $A(Z,N)$ atoms, photons can be produced by the following processes:

(a) $e^+ + e^- \rightarrow 2$ photons;
(a′) $e^+ + e^- \rightarrow 1$ photon;
(a″) $e^+ + e^- \rightarrow 3$ photons;
(b) $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ photon;
(b′) $e^+ +$ nucleus $\rightarrow e^+ +$ nucleus $+$ photon.

In the energy range of interest here, processes (a), (b) and (b′) are by far the most important. Process (a) produces a "quasi-monochromatic" annihilation line as represented schematically in fig. 9a. The Bremsstrahlung processes (b) and (b′) produce an unwelcome continuous background as shown in fig. 9b and fig. 9b′ respectively. The photon spectra shown in fig. 9 are represented in an idealized and schematic form and are produced by 100 MeV positrons interacting with a hydrogen target, provided these spectra are observed along a line making an angle of $\theta = 4°$ with the line of arrival of the incoming positrons. The actually observed photon spectrum will, of course, be the sum of the above contributions. Henceforward, photon energies will be denoted by k and the suffixes "a" and "b" will be reserved for annihilation photons and Bremsstrahlung photons respectively. The energy of a photon in the quasi-monochromatic photon peak will thus be given as "k_a".

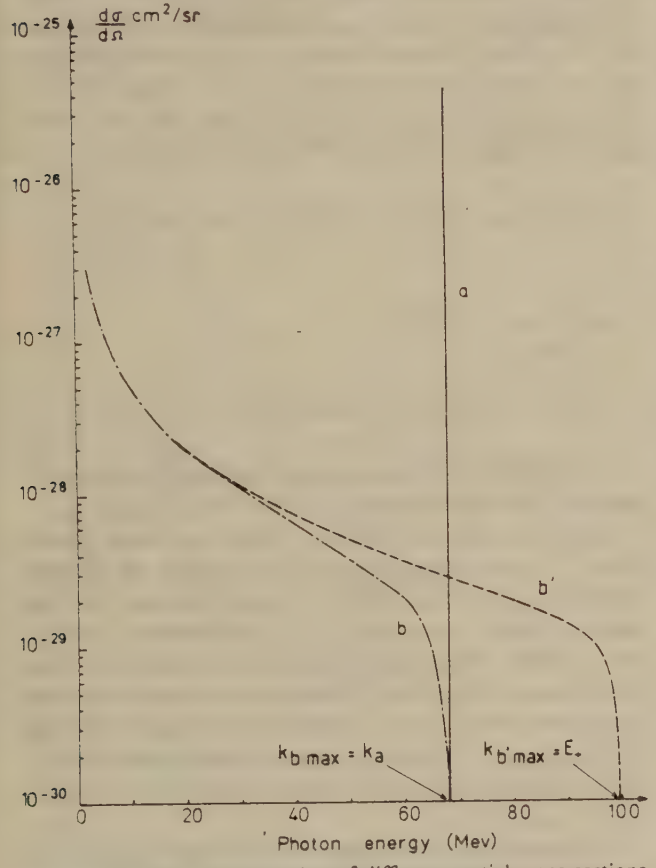


Fig. 9. Schematic representation of different partial cross-sections for a 100 MeV positron beam incident on a hydrogen target. (a) represents the "monochromatic" annihilation line, (b) the positron–electron Bremsstrahlung contribution and (b′) the nuclear Bremstrahlung part. Note in particular that $k_{b\,max} \simeq k_a$ and that $k_{b'} \simeq E_+$.

3.1.1. *Main properties of process* (a) (*ref. 12*)

The cross section for the two photon coplanar annihilation process (fig. 10) is proportional to the atomic number Z and can be written for $\theta \ll 1$ and $\gamma = E_+/m_0c^2 \gg 1$ as:

$$\frac{d\sigma_a}{d\Omega} = \frac{r_0^2 Z}{2(1+z)^2}\left(\frac{2\gamma}{1+l} + \frac{1+l}{2\gamma} + \frac{4l}{(1+l)^2}\right),$$

where: E_+ is the total energy of the positron in the laboratory system; θ is the positron–photon laboratory angle (in radians); $z = \gamma\theta^2/2$; $l = \gamma^2\theta^2$; $r_0 = e^2/m_0c^2 = 2.82$ fm.

A typical representation of this cross section as a function of θ is given in fig. 11a for $E_+ = 100$ MeV and $Z = 1$.

The annihilation photon emitted at the angle θ carries in the laboratory system an energy, k_a,

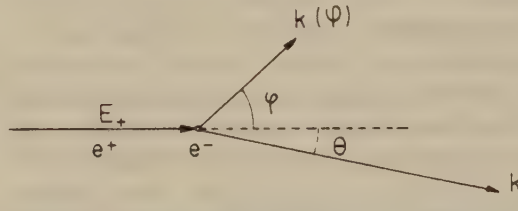


Fig. 10. Schematic representation of the two-photon coplanar annihilation-in-flight process in the laboratory system. The two photon partners, $k(\theta)$ and $k(\phi)$, are referred to as the "hard" and "soft" photons respectively ($\theta < \varphi$).

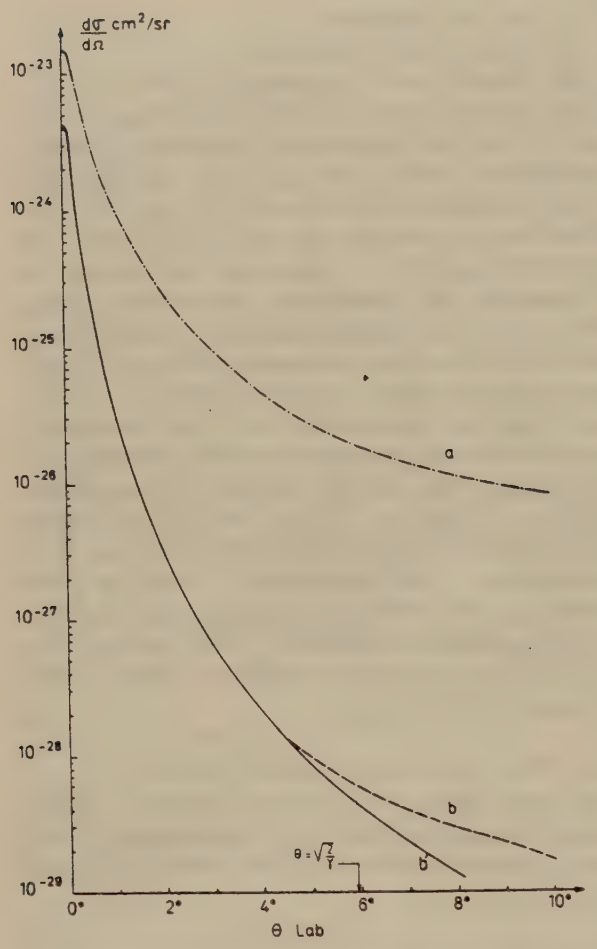


Fig. 11. Partial differential cross sections as a function of θ for a positron energy of $E_+ = 100$ MeV and $Z = 1$. a = annihilation; b = positron–electron Bremsstrahlung for $k = 20$ MeV, $\delta k = m_0c^2$; b' = positron–proton Bremsstrahlung for $k = 20$ MeV, $\delta k = m_0c^2$.

whose dependence upon θ is given by ($\gamma \gg 1$):

$$k_a = m_0c^2/(1-\delta\cos\theta)$$

where $\delta = [(\gamma-1)/(\gamma+1)]^{1/2}$. The evolution of $k_a(\theta)$ for various incident positron energies E_+ is shown in fig. 12.

3.1.2. *Main properties of processes* (b) *and* (b') *(ref. 12)*

In the positron–electron Bremsstrahlung process, (b), the maximum photon energy available at the laboratory angle θ, in the laboratory system, is[12]):

$$k_{b\,max} = m_0c^2\,\delta^2/(1-\delta\cos\theta) \simeq k_a .$$

The energy–angle distribution cross section corresponding to this e^+–e^- process is proportional to Z and has been computed by Tsai et al.[12]) as:

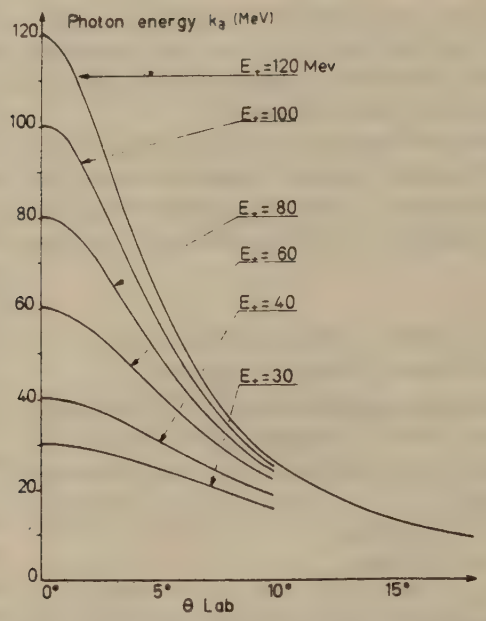


Fig. 12. Behaviour of the quasi-monochromatic photon line, $k_a(\theta)$, for different positron energies E_+, as a function of θ.

$$\frac{d^2\sigma_b}{d\Omega\,dk} = f\frac{2e^2}{\hbar c}r_0^2 Z\frac{\gamma^2}{\pi k}\left(\frac{1}{\gamma^4\theta^4}+\frac{1}{4\gamma^2}\right)\times$$

$$\times\left[2(2-2y+y^2)\,\ln\left(2\gamma\frac{1-y}{y}\right)-3+3y-y^2\right]$$

with

$$y = \frac{k}{k_{b\,max}} = k\left(\frac{1+z}{E_+}\right)$$

$$f = \left(1-0.1\frac{2\sqrt{z}}{1+z}\right)\{1-y\exp[-3(1-y)^{1/3}]\}.$$

In this formula f is a scaling function designed to reduce the cross section to zero when $k = k_{b\,max}$.

However, Tsai pointed out that for small angles $\theta \ll \gamma^{-1/2}$ the energy–angle distribution of Bremsstrahlung in the laboratory system should be the same for the $e^+ + e^-$ and $e^+ + p$ processes. One can thus replace the above formula by the Schiff formula for the $e^+ + p$ Bremsstrahlung process, provided θ tends to zero. This procedure was applied for the evaluation of a typical angular distribution $(d^2\sigma_b/d\Omega\,dk)\delta k$ of $k = 20$ MeV photons ($\delta k = m_0c^2$) plotted in fig. 11b.

The intensity of process (b') is proportional to Z^2 and the corresponding differential cross section can be chosen from the various formula summarized by Koch and Motz in their review paper[13]). The angular distribution cross section $(d^2\sigma_{b'}/d\Omega\,dk)\delta k$ for this process, computed with Schiff's formula for

$E_+ = 100$ MeV, $k = 20$ MeV, $Z = 1$ and $\delta k = m_0 c^2$ is shown in fig. 11b'. For this b' interaction, the maximum photon energy, $k_{b'\,max}$, practically reaches the incident e^+ energy E_+.

3.2. How to choose the annihilation radiators and the associated kinematics, best suited for a particular (γ, n) experiment

In order to choose these parameters, let us consider an oversimplified view of an actual (γ, n) experiment. Suppose one wants to measure a cross section $\sigma(k)$, such as the one shown in fig. 13a, which represents, for example, the photoneutron cross section of ^{16}O. One clearly sees the overwhelming contribution of the cross section in the GDR region with respect to $\sigma(k_a)$ values at higher energies. For our oversimplified case, one can then replace this $\sigma(k)$ by the dashed rectangular shapes, since we merely want an "order-of-magnitude" evaluation.

If one now uses a quasi-monochromatic photon beam $(dN/dk)_a$, produced by the annihilation-in-flight of monoenergetic positrons, one must perform a two step measurement[1,2]) which shall now be briefly described. In the first step, a total photon spectrum, S, made up of annihilation and Bremsstrahlung photons, hits the photonuclear target and produces roughly $n = T(N_a\sigma_a + N_b\sigma_b)$ neutrons where

$$N_a = \int_{k_a - \Delta k_a}^{k_a + \Delta k_a} \left(\frac{dN}{dk}\right)_a dk$$

represents the number of monochromatic photons of mean energy k_a hitting the nuclear target whose cross section is $\sigma_a(k_a)$ and where T is the photonuclear target thickness in atom cm^{-2} and $2\Delta k_a$ represents the energy covered by the annihilation photons.

$$N_b = \int_{GDR} \left(\frac{dN}{dk}\right)_b dk$$

represents the number of Bremsstrahlung photons whose energies lie within the GDR range where the photonuclear cross section is assumed to be constant and equal to σ_b. The spectrum S and the assumed σ_a and σ_b values are also shown in fig. 13b. Moreover, a photoneutron detector whose neutron detecting efficiency is ε will only detect $\nu = \varepsilon n$ neutrons.

Let us now also assume that one can *simultaneously* count the total number of photons $\Gamma = (N_a + CN_b)$ which crossed the photonuclear target during the first experimental step. [Note that (CN_b), with $C > 1$, will represent the total number of Bremsstrahlung photons in spectrum S of fig. 13].

In the second step one now uses any of the methods, described later on in 3.3, to produce a second photon spectrum S', shown in fig. 13c, whose shape ought to be as similar as possible to the shape of the Bremsstrahlung part of the photon spectrum S, shown in fig. 13b. Using the same approximations as in step one, $n' = TN'_b\sigma_b$ neutrons would then be produced by S' of which only $\nu' = \varepsilon n'$ would be counted. Moreover, the same hypothetical photon detector would *simultaneously* detect $\Gamma' = CN'_b$ Bremsstrahlung photons. It should be emphasized here that for simplicity's sake, $N_b(N'_b)$ and its corresponding spectrum $S(S')$ do now include both the $(e^+ + e^-)$ and $(e^+ + \text{nucleus})$ Bremsstrahlung contributions previously described separately.

Finally, if one now admits that a normalizing ratio $R = N_b/N'_b$ can be defined and can also be measured accurately, then the looked for cross

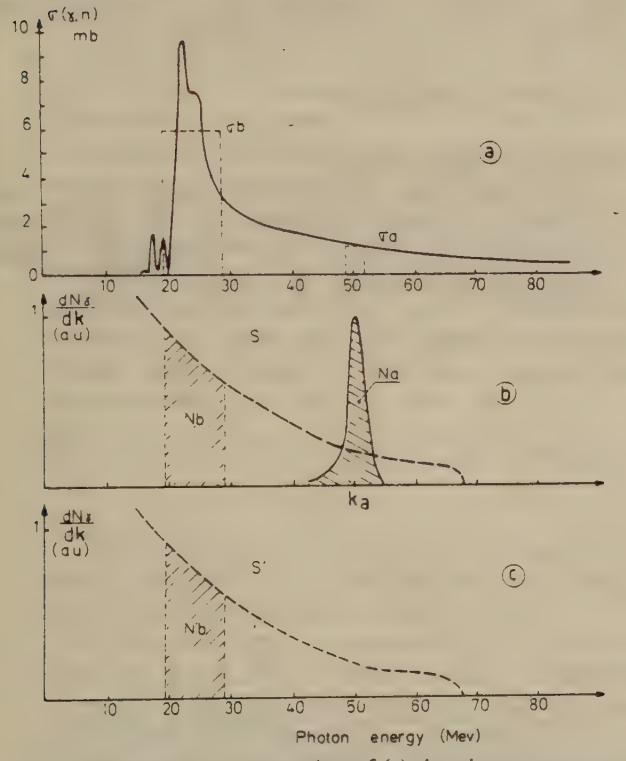


Fig. 13. Schematic representation of (a) the photoneutron cross section of ^{16}O, where the dashed rectangles represent a further simplification. (b) Total photon spectrum S made up of two separately shown parts; (c) total photon spectrum S'.

section can be written as:

$$\sigma_a(k_a) = \frac{1}{\varepsilon T}\,\frac{\nu - R\nu'}{\Gamma - R\Gamma'}$$

3.2.1. *Choice of the atomic number Z for the radiator material*

As pointed out in section 3.1., the ratio (N_a/N_b) varies roughly as $Z/Z(Z+1)$ for all $\theta < \sqrt{2/\gamma}$. For $\theta > \sqrt{2/\gamma}$ this is no longer true because the positron–electron Bremsstrahlung contribution becomes the dominant factor (fig. 11). For 100 MeV positrons this critical angle is of the order of $\sqrt{2/\gamma} \simeq 6°$. Clearly for $\theta < \sqrt{2/\gamma}$ the ratio of the number of "signal neutrons", $N_a\,\sigma_a$, to the number of Bremsstrahlung induced "background" neutrons, $N_b\,\sigma_b$, should increase when Z decreases. One must therefore choose a low Z material for the photon radiator which produces the photon spectrum S. In order to avoid "container problems" inherent in the use of a liquid hydrogen target we chose a solid (LiH) annihilation radiator giving a reasonable $\sum_i Z_i / \sum_i Z_i(Z_i+1)$ value.

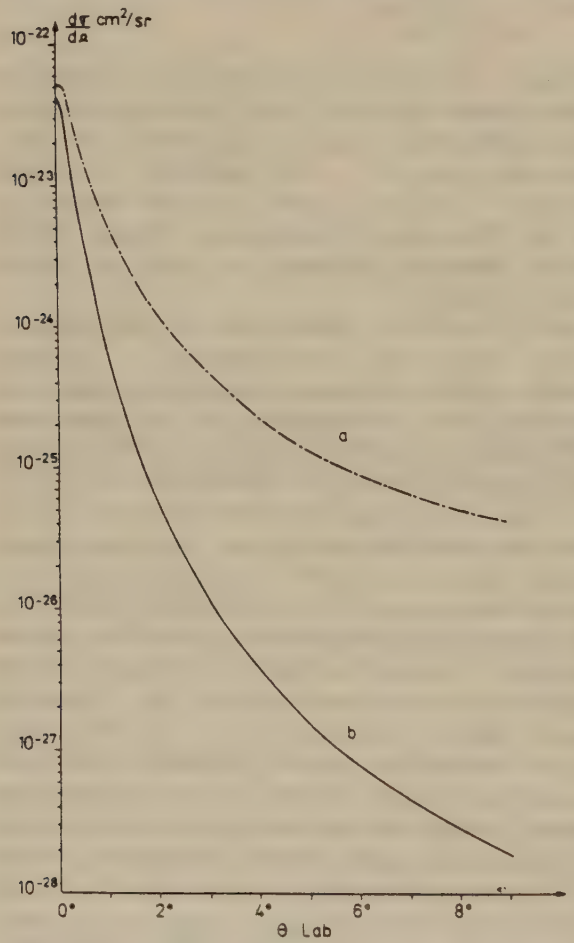


Fig. 14. Partial differential cross sections for annihilation (a) and Bremmstrahlung (b) as a function of the photon emission angle θ, for $E_+ = 85$ MeV and a (LiH) molecule. The Bremsstrahlung angular distribution shown is valid for $k = 20$ MeV and $\delta k = m_0c^2$ only.

3.2.2. *Choice of the photon emission angle θ*

The angular distributions of the annihilation photons $(d\sigma_a/d\Omega)(\theta)$, and of the associated Bremsstrahlung photons, $(d^2\sigma_b/d\Omega dk)\,\delta k(\theta, k)$, for $k = 20$ MeV and $\delta k = m_0c^2$, are shown in fig. 14a and 14b respectively. These cross sections have been evaluated for an incident positron energy of $E_+ = 85$ MeV and refer to one (LiH) molecule.

The figure shows that, roughly speaking, $d\sigma_a/d\Omega$ and $(d^2\sigma_b/d\Omega dk)\,\delta k$ vary as θ^{-2} and θ^{-4} respectively, at least for $1° \lesssim \theta \lesssim \sqrt{2/\gamma}$. One can now define a quality factor, F_q, applicable to a typical photon spectrum of the form S, by the following expression

$$F_q = N_a/N_b = (d\sigma_a/d\Omega)/(d^2\sigma_b/d\Omega\,dk)(\Delta k)$$

where Δk represents the energy interval covering the GDR region, represented by the width of the rectangle in fig. 13b, and which produces

$$N_b = \int_{\Delta_k} (dN/dk)_b\,dk$$

Bremsstrahlung photons.

Calculated and experimental values of F_q, for $E_+ = 85$ MeV are compared in fig. 15. Again, one notes from the figure that this quality factor increases approximately as θ^2 for $\theta \lesssim \sqrt{2/\gamma}$.

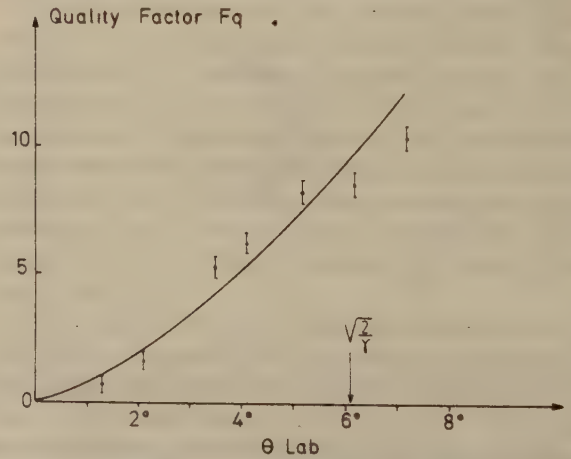


Fig. 15. Comparison of experimental data with the actual predictions for the quality factor, F_q as a function of θ.

TABLE 1

E_+ (MeV)	$\theta°$	k_a (MeV)	F_q	I_{e+} (nA)	N_a Counts/h
50	0.60	50	0.7	25	1×10^9
50.5	1.00	50	1	25	5.5×10^8
55	2.54	50	3.3	28	9.8×10^7
70	4.42	50	7.6	35	2.1×10^7
85	5.30	50	10.1	42	1.4×10^7
100	5.80	50	10.4	50	1.0×10^7
110	6.07	50	10.7	53	0.95×10^7
130	6.45	50	12	60	0.86×10^7

In order to fix our θ choice one must now look carefully at the angular behaviour of the two main error sources which can be expected to affect any (γ,xn) measurements. To do this let us examine a hypothetical experiment where a quasi-monochromatic photon beam of $k_a = 50$ MeV is used to make (γ, n) measurements of $\sigma_a(k_a)$ for a fixed duration of, say, 1 hour. As previously explained, such a particular fixed photon energy, $k_a = 50$ MeV, can be obtained by a great number of different E_+ and θ combinations. As can be seen from table 1, as both E_+ and θ increase, F_q becomes indeed better but the corresponding N_a gets worse, and this in spite of an appreciable increase in the positron current I_{e+}.

The results of table 1 can now be used to carry out a realistic evaluation of the behaviour of the two main error sources.

(a) *Statistical error evaluation.* The measured cross section, σ_a, is obtained with a statistical error, $\Delta\sigma_a$, which has to be computed from the actually counted numbers ν, ν', Γ and Γ'. Since the neutron numbers ν and ν' are much smaller than the corresponding photon numbers Γ and Γ', and assuming at this first stage that the normalizing ratio R, whose value is close to 1, has been measured without any error, one can then show that

$$(\Delta\sigma_a/\sigma_a)_{st} \simeq (\varepsilon T\sigma_a)^{-1/2}\,(N_a F_q)^{-1/2}\,(F_q + 2\sigma_b/\sigma_a)^{1/2}. \qquad (7)$$

This statistical error, evaluated for a 7 g cm^{-2} H_2O target, with $\varepsilon = 0.5$, $\sigma_b = 6$ mb and $\sigma_a = 1$ mb, is represented by the dashed curve in fig. 16.

(b) *Systematic error evaluation.* Up till now we admitted $R = N_b/N_b'$ to be a precisely measurable quantity. In reality, however, R can have a systematic error ΔR, where it can be shown that the corresponding error in σ_a can then be written as:

$$(\Delta\sigma_a/\sigma_a)_{sy} = F_q^{-1}\,[(\sigma_b - \sigma_a)/\sigma_a]\,\Delta R/R.$$

Assuming $\Delta R/R \approx 0.02$, the results obtained for the same conditions as above, are also shown in fig. 16 as a solid curve. Assuming that the total error can be expressed as

$$(\Delta\sigma_a/\sigma_a) = [(\Delta\sigma_a/\sigma_a)_{st}^2 + (\Delta\sigma_a/\sigma_a)_{sy}^2]^{1/2}$$

one then obtains the dash-dot line of fig. 16 which shows that a minimum error will be obtained for an angle around $\theta \simeq 4°$. It should be emphasized here that for another photonuclear target and (or) another ΔR, this optimal θ value might be changed slightly but the basic behaviour of the results shown in fig. 16 will remain the same.

3.2.3. *Choice of radiator thickness*

For target thicknesses, t, normally used to produce usable quasi-monochromatic photon beams, the energy–angle distributions of the Bremsstrahlung and annihilation photons are generally modified by elastic multiple-scattering effects in the target. For these cases, energy losses of the incident positrons as well as self absorption of the photons in the target itself can be neglected. Since we have already chosen $\theta \approx 4°$, we now intend to choose the target thickness, t, in such a way as to keep the value of the quality factor F_q as close as possible to its intrinsic value. One notes here that the chosen $\theta \approx 4°$ angle is much larger than the average Bremsstrahlung and annihilation widths which are of the

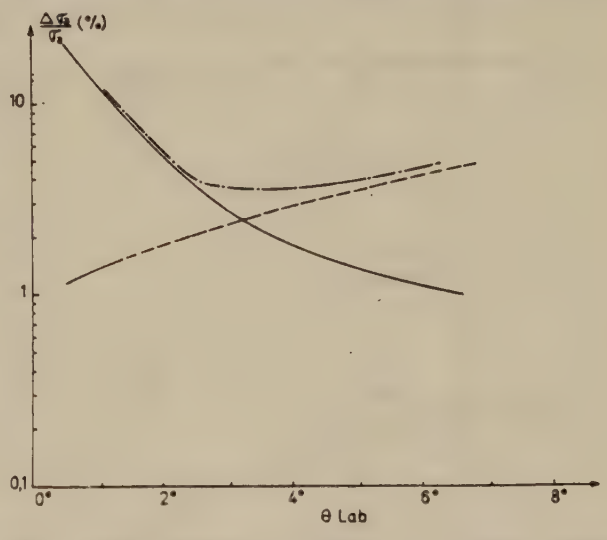


Fig. 16. Error evaluation as a function of the photon emission angle θ for a 7 g cm^{-2} (H_2O) photonuclear, target, $k_a = 50$ MeV, $\sigma_b = 6$ mb, $\sigma_a = 1$ mb and $\varepsilon = 0.5$. The dashed curve represents the statistical contribution, $(\Delta\sigma_a/\sigma_a)_{st}$, the full line the systematic contribution $(\Delta\sigma_a/\sigma_a)_{sy}$, and the dash-dot curve gives the resulting total error $(\Delta\sigma_a/\sigma_a)$.

order of (m_0c^2/E_+) and also much larger than the $(1/e)$ angle appearing in Scott's[14]) and other papers dealing with multiple scattering as such. This $\theta_{1/e}$ angle can be expressed in terms of two characteristic parameters χ_c and B such that $\theta_{1/e} = \chi_c\sqrt{B}$. Since it can be shown that the Gaussian approximation, normally used for a simple description of multiple scattering, is only valid for $\theta \lesssim \theta_{1/e}$, it follows that we cannot use it here and we have evaluated the multiple scattering spatial-angle distribution $F(\theta, t)$ by means of the complete expression given by Scott.

Moreover, no simple and easily applicable evaluation technique exists which combines such multiple scattering effects with the intrinsic angular distributions of processes (b) and (b')[15]). One can, however, perform the following simple evaluation of this contribution by means of the following basic assumptions.

(a) at $\theta \approx 4°$, the modification of the angular distribution of the annihilation photons, shown in fig. 14, will be negligible.

(b) It follows that the quality factor, F_q, will thus be mainly affected by an additional Bremsstrahlung contribution. This component can be roughly evaluated, if one assumes that an incident positron will be scattered into a solid angle $d\Omega$ around $\theta = 4°$ after crossing half the thickness of the radiator t with a probability $F(\theta = 4°, t/2)$. After the scattering took place, the same positron then radiates a Bremsstrahlung photon in the direction in which it is moving in the second half of the target namely $\theta = 4°$, as shown in fig. 17b.

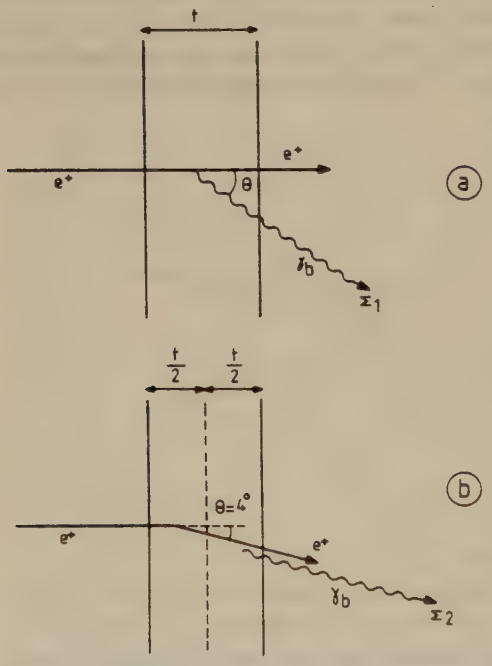


Fig. 17. Schematic representation of the processes leading to the introduction of an additional effective Bremsstrahlung cross section, Σ_2. In (a), the usual partial differential Bremsstrahlung cross section is expressed as $\Sigma_1 = (d^2\sigma_b/d\Omega dk)\delta k$ whereas Σ_2 is defined as a function of Σ_1 and $F(\theta, t)$.

One can now define an effective cross section, Σ_2, for this additional Bremsstrahlung contribution as follows:

$$\Sigma_2 = \frac{1}{t}\left[\frac{F(\theta = 4°, t/2)}{F(\theta = 0°, t/2)}\left(\frac{t}{2}\right)\frac{d^2\sigma_b(\theta = 0°)}{d\Omega\, dk}\,\delta k\right].$$

This expression with $k = 20$ MeV and $\delta k = m_0c^2$, is plotted as a function of a LiH radiator thickness, t, for $E_+ = 50$ MeV and $E_+ = 100$ MeV in figs. 18 and 19 respectively. Remembering that the intrinsic partial differential Bremsstrahlung cross section, shown in fig. 17a, can also be written as:

$$\Sigma_1 = \frac{1}{t}\left(t\,\frac{d^2\sigma_b(\theta = 4°)}{d\Omega\, dk}\,\delta k\right).$$

One can then "choose" the radiator thickness, t, in such a way that $\Sigma_2 \leq (\Sigma_1)/10$. This particular choice is equivalent to choosing the thickest possible LiH radiator without decreasing the quality factor F_q by more than 10% of its intrinsic value. As can be seen from figs. 18 and 19, this condition is satisfied for $t \leq 4$ mm at $E_+ = 50$ MeV and for $t \leq 5.2$ mm at $E_+ = 100$ MeV respectively. The expected behaviour of $k = 20$ MeV Bremsstrahlung photons, observed at fixed angle $\theta = 4°$, as a function of E_+ for different LiH targets, is shown in

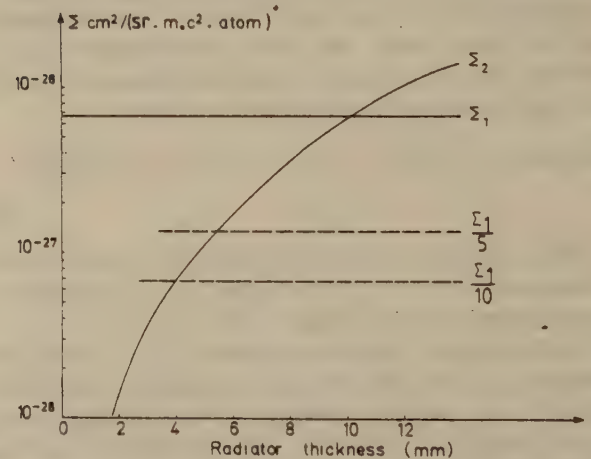


Fig. 18. Choice of optimal target thickness, $t \leq 4$ mm, for $E_+ = 50$ MeV positrons incident on a LiH annihilation target observed at $\theta = 4°$.

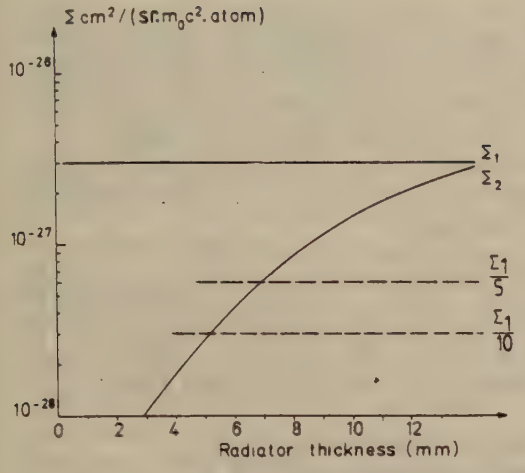


Fig. 19. Choice of optimal target thickness $t \leq 5.2$ mm for $E_+ = 100$ MeV positrons incident on a LiH annihilation target observed at $\theta = 4°$.

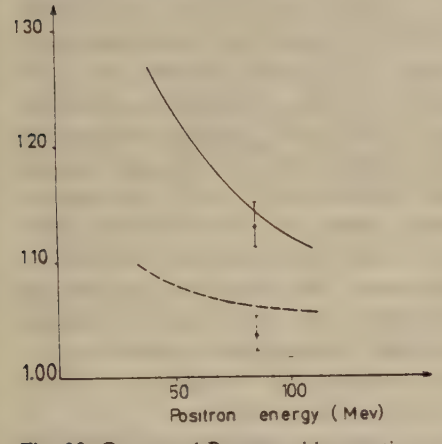


Fig. 20. Computed Bremsstrahlung ratios as a function of E_+ for $\theta = 4°$ and different LiH targets. The full and dashed lines represent the ratios (6 mm LiH, $k = 20$ MeV)/(2 mm LiH, $k = 20$ MeV) and (4 mm LiH, $k = 20$ MeV)/(2 mm LiH, $k = 20$ MeV) respectively. Two values, measured at $E_+ = 85$ MeV, are also shown for comparison.

fig. 20. The full line represents the ratio of the number of these Bremsstrahlung photons produced in a 6 mm LiH radiator to the number of these Bremsstrahlung photons produced in a 2 mm LiH radiator. The dashed line represents a similar ratio for a pair of 4 mm LiH and 2 mm LiH radiators.

3.3. How to produce the second photon spectrum S'

For the previous studies of the GDR, both the Livermore and Saclay Laboratories produced this S' photon spectrum by sending an electron beam of the same energy through the same radiator[1,2]). When the positron producing converter is located at the end of the accelerator and produces positron–electron pairs, such a procedure is rather easy because pair electrons could then easily be used to produce the background spectrum S'. But with a positron converter located in the accelerator itself, switching from a positron to an electron beam would imply reversing a lot of magnetic fields and UHF phases which is a lengthy and tedious procedure. It is therefore much more convenient to adopt and adapt an idea initially tried at the Mainz Linac[16]) which allows one to discard the e^- measurements altogether and relies instead on the different behaviour of both the annihilation and Bremsstrahlung processes in two targets with different Z and appropriately chosen masses, when both targets are crossed by the same positron beam only.

Thus the same positron beam, crossing two radiators of appropriate mass m(atoms cm^{-2}) and m' (atoms cm^{-2}), having atomic numbers Z and Z', where $Z' > Z$, produces approximately the same amount of Bremsstrahlung photons provided one chooses $mZ(Z+1) \simeq m'Z'(Z'+1)$. However, it will produce a number of annihilation photons proportional to mZ and $m'Z' = (mZ)(Z+1)/(Z'+1)$ where $m'Z' \ll mZ$. The second photon spectrum S', produced in the large Z' radiator, will thus be made up of Bremsstrahlung photons almost uniquely, provided one chooses $Z'/Z \gg 1$. We chose Cu ($Z' = 29$) for the second radiator.

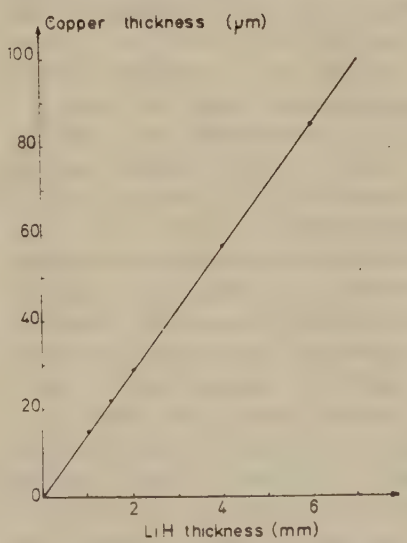


Fig. 21. Matched pairs of Li–Cu radiators satisfying the conditions that multiple scattering contributions be equal in both radiators.

In order to choose a convenient thickness, t', for this second radiator, the following formula was used

$$t' = \frac{[Z(Z+1)/A]\,[A'/Z'(Z'+1)]\,B}{B-\frac{1}{3}\ln(Z'^2/Z^2)}\,t$$

where this formula merely states that the multiple scattering in targets t and t' must be the same. This led us to match the LiH radiators of thicknesses of the order of $1<t<6$ mm with a set of Cu radiators covering the $10<t'<80\,\mu$m thickness range, as shown in fig. 21.

3.4. How to use the second photon spectrum S'

One now wants to eliminate the effects of the Bremsstrahlung photons which "contaminate" the S spectrum. Going back to the simplified case examplified in fig. 13, one knows that the cross-section σ_a was expressed as

$$\sigma_a = (1/\varepsilon T)\,[(\nu - R\nu')/(\Gamma - R\Gamma')]\,.$$

Therefore, a reliable computation of σ_a implies that one knows the normalization ratio, $R = (N_b/N'_b)$, which expresses the ratio of the number of Bremsstrahlung photons in spectrum S to those in spectrum S'. To carry out such measurements with a precision $\Delta R/R \simeq 0.02$ requires some particular precautions.

First, it must be emphasized that one cannot rely on the measurement of the number of positrons which crossed the two radiators with atomic number Z and Z' to evaluate the associated photon spectra S and S' respectively. This is essentially due to the fact that both the ($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ photon) and ($e^+ +$ nucleus $\rightarrow e^+ +$ nucleus $+$ photon) Bremsstrahlung contributions, shown as b and b' in fig. 11, depend in a complicated, and different manner on the nature of the radiator and the photon emission angle θ, ref. 12. Moreover, the Σ_2 part of the Bremsstrahlung spectrum (3.2.3), generated by multiple scattering events in the radiator itself, is also a function of θ. Therefore, even small instabilities in the mean direction of the impinging positrons or, more generally, in the emittance of the positron beam, result in non-negligible relative variations in the actual value of R, even if the number of measured positrons Q/e, known from a precise measurement of the total charge Q collected by the downstream large acceptance Faraday cup, is kept constant for any two successive spectra S and S'.

It was thus necessary to associate each measurement of the neutrons produced by any photon spectrum, with the simultaneous measurement of both, the shape and absolute intensity (dN_γ/dk) of the photon spectrum in question. This information is indeed indispensable because one needs:

(1) to separate N_b from N_a in spectrum S, a procedure which excludes the use of any ionization chamber technique.

(2) To compute the ratio $R = N_b/N'_b$.

A big NaI crystal is capable of measuring the shape and intensity of such photon spectra "on-line" provided one takes a certain number of experimental precautions, briefly discussed below.

3.4.1. *Essential characteristics of the photon detecting system*

(a) Since a few tens of photons cross the photonuclear target for each 2 μs burst of positrons from the accelerator, it is necessary to avoid any pile-up in the photon detecting system by inserting appropriate photon beam attenuators between the photoneutron detector and the NaI photon detector. We use remotely controlled graphite attenuators whose maximum, length of 2.25 m provides us with a rather flat attenuation of $\simeq 300$ throughout the photon energy range of 20–120 MeV. Since such photons are mostly absorbed by pair production, a low Z attenuator was chosen to enhance the slowing down of these pair electrons by collision processes, rather than by secondary radiation emission which might increase the "measured" Bremsstrahlung part in the photon spectra.

(b) One needs a photon detecting efficiency as close to 1 as possible. Therefore a large 8"×12" NaI crystal was used.

(c) Even with such a big crystal one knows that some shower components, initiated in the crystal by

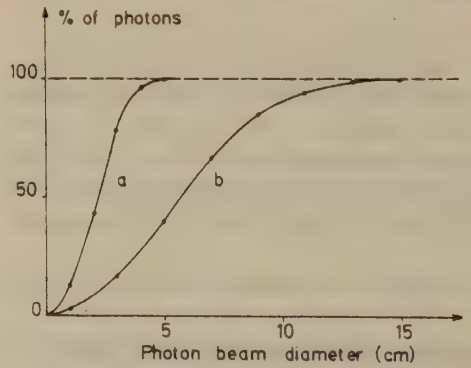


Fig. 22. Experimental results giving the percentage of photons contained in a given photon-beam diameter. (a) At the photonuclear target site, (b) At the NaI photon detector site.

any impinging high energy photon, may leak out of the crystal. One also knows that, with a large diameter (Φ) crystal and a small diameter (ϕ_k) photon beam, such leaks can be minimized and the response of the crystal to a monochromatic photon beam can thus be improved. Such considerations led to fig. 22b profile for the photon beam at the moment when it hits the $\phi = 20$ cm diameter NaI crystal. The actual photon beam profile at the crystal, represented in fig. 22 b, corresponds to 99% of the photons crossing the photonuclear target within a diameter of 4.5 cm, as shown in fig. 22 a. This 4.5 cm photon beam diameter provides a reasonable protection against possible parasitic interaction of the photon beam with the photoneutron detector itself, because the cylindrical, photonuclear target containing central hole in the neutron detector, has itself a diameter of 10 cm.

As shown in fig. 1, the above photon beam is defined by a 1 cm diameter – 125 cm long steel collimator C11 placed in the main concrete shielding, followed by a 2 cm diameter – 50 cm long steel collimator C12, placed within the yoke of the photoproton detector. This photon collimation around $\theta = 4°$, in turn, defines a solid angle of $d\Omega = 5 \times 10^{-6}$ sr through which photons can reach the photonuclear target and the NaI crystal.

(d) Finally, one still has to get a precise knowledge of the NaI crystal response to a monochromatic line. Such response measurements were performed by authorizing the analysis of the signal, provided by the photon detector, only when one was sure that it had been hit by an annihilation photon with a well known energy $k_a(E_+, \theta)$ and not by a Bremsstrahlung photon. Such a selection was obtained by tagging the annihilation photon beam emitted at $\theta = 4°$, by its partner annihilation photon emitted at a larger angle ϕ, as shown in figs. 10 and 12. Such an experiment was recently performed at the National Bureau of Standards by E. Hayward et al.[17]). A typical response curve, measured with our BE experimental facility by means of this "tagging" procedure, is shown in fig. 23. In order to avoid any "blurring" of the angular correlation between the two annihilation photon-partners $k_a(\theta)$ and $k_a(\phi)$, we used $E_+ = 59$ MeV positrons and a very thin 50 μm Be target. We then "tagged" the $k_a = 46.5$ MeV hard photon, emitted at $\theta = 4°$, by means of its soft photon partner $k_a \simeq 13$ MeV emitted at $\phi = 14°$.

As shown in fig. 24, such response curves taken at different photon energies k_a, then allow one to compute the percentage of counts, $x(k_a)$, for which only an energy k, $(10 \leq k \leq k_a/2$ MeV), has been

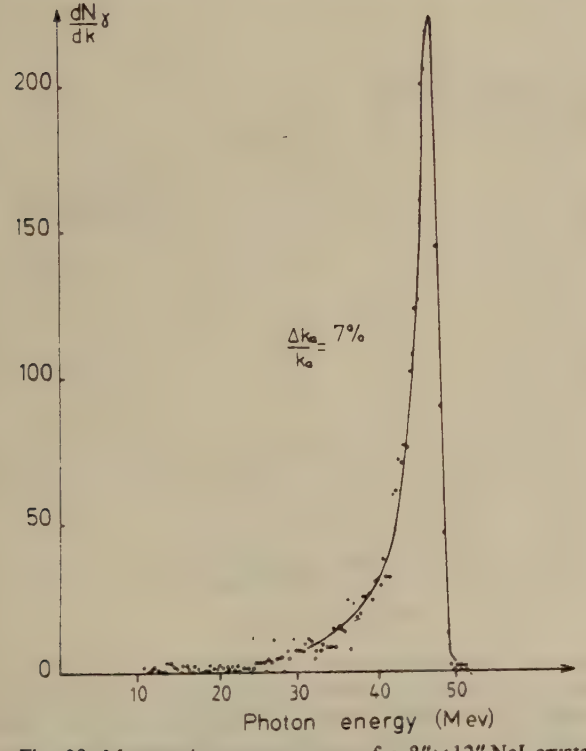


Fig. 23. Measured response curve of a 8"×12" NaI crystal to a quasi-monochromatic photon line of $k_a = 46.5$ MeV, obtained by "tagging" the two annihilation photon partners $k_a(\theta)$ and $k_a(\phi)$.

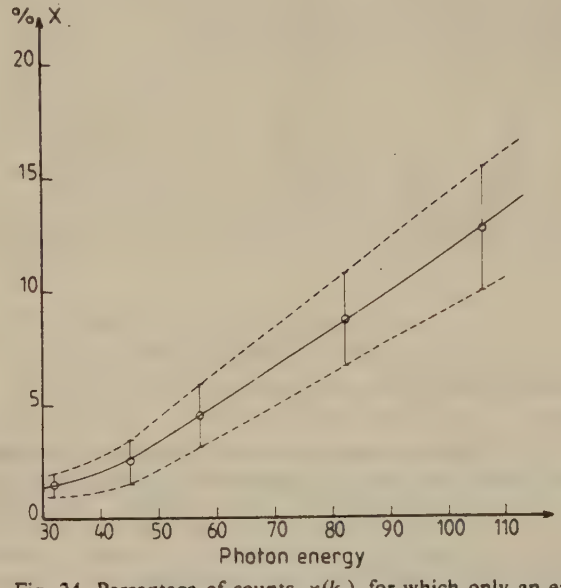


Fig. 24. Percentage of counts, $x(k_a)$, for which only an energy k with $[10 < k < (k_a/2)$ MeV] has been absorbed in the NaI photon detector, hit by a photon with energy k_a.

absorbed by the NaI photon detector when the latter is hit by photons with a total energy of k_a.

3.4.2. *Evaluation of the ratio R*

Taking this response function into account, we are now in a position to calculate the true number of Bremsstrahlung photons recorded by the photon detector, by separating a "measured" spectrum S, into two parts; the true, but as yet unknown, Bremsstrahlung contribution and the crystal response to a monochromatic photon line k_a. Such a procedure is schematically indicated in fig. 25. The total number of Bremsstrahlung photons N_b which hit the NaI crystal with energies k such that $10 < k < k_a/2$ MeV is reasonably well measured by the crossed area in fig. 25.

The evaluation of the ratio $R = N_b/N_b'$ would now allow for a direct computation of σ_a if we were sure that the two Bremsstrahlung spectra, corresponding to the LiH and Cu radiators respectively, had indeed the same shape. This is unfortunately not true, as can be seen from fig. 26, where the intrinsic Bremsstrahlung cross section $(d^2\sigma_b/d\Omega dk)\delta k$ ($\theta = 4°$), for $k = 20$ MeV and $\delta k = m_0c^2$ has been plotted for 100 MeV positrons incident on a LiH and Cu radiator respectively. The figure clearly shows that the Bremsstrahlung photon spectrum, produced in the $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ + photon Bremsstrahlung process, cannot exceed the energy $k_{b\,max} \simeq k_a$ and is relatively more important for low Z than for medium Z' radiators. One is thus left with a ratio $R(k, \theta)$, which, for any fixed E_+, will be a function of k and θ for all $k < k_a$. This is clearly shown in fig. 27 where we compare theoretical $R(k)$ values, computed from the intrinsic cross sections, with experimentally observed values for 110 MeV incident electrons and $\theta = 2°$, 4° and 8°, To avoid both, multiple scattering and annihilation contributions, these experiments were performed with electrons and with very thin Be and Cu radiators of 50 and 5 μm respectively.

It thus follows that our choice of the $\theta = 4°$ angle, is an advantage because it increases the quality factor, F_q, but it has, unfortunately, also a drawback since the normalizing ratio $R(k)$ becomes energy dependent in the photon energy range below the monochromatic annihilation line whose mean energy, k_a, is practically equal to $k_{b\,max}$. Similar experiments, carried out with the normally used (LiH–Cu) radiator sets, have shown exactly the same behaviour.

In an actual two-step photoneutron experiment,

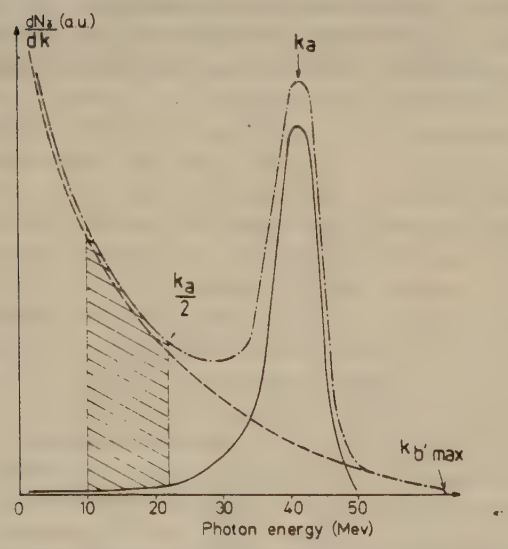


Fig. 25. Schematic representation of the separation of a "measured" photon spectrum S, represented by a dash-dot line, into its two components: the quasi "monochromatic" annihilation part and the Bremsstrahlung part represented by the full and dashed lines respectively. The crossed area provides a measure of the number N_b of Bremsstrahlung photons in the energy range 10 MeV to $k_a/2$.

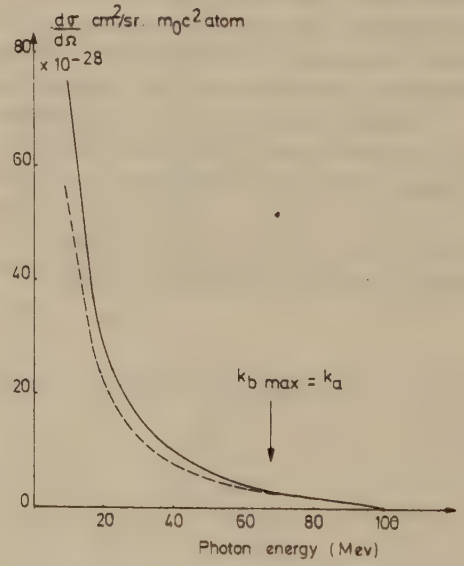


Fig. 26. Partial differential ($\theta = 4°$) Bremsstrahlung cross-sections for $E_+ = 100$ MeV positrons crossing a LiH (full line) and Cu (dashed line) radiator respectively. In order to allow a direct comparison of the shapes of the two cross-sections, the $k > k_{b\,max}$ parts of the two curves have been made identical by multiplying the true Cu cross-section by the factor $[\bar{Z}(LiH)/Z(Cu)]^2 = 0.012$.

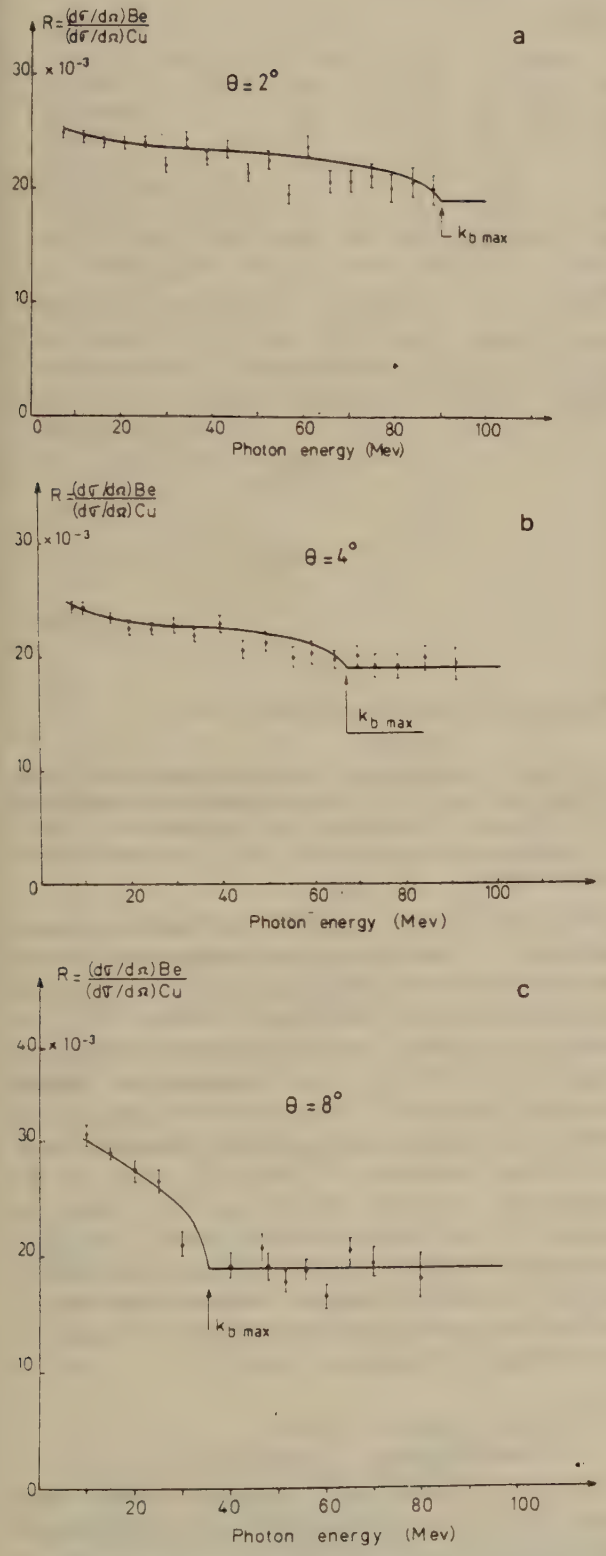


Fig. 27. Comparison of experimental data with the present calculations of $R(k, \theta)$ for $E_+ = 110$ MeV and $\theta = 2°$, 4° and 8°, for a pair of Be and Cu radiators.

where the photon spectra dN/dk and dN'/dk, corresponding to spectra S and S' respectively, have been recorded, one can now determine the normalization ratio $R(k)$ for any given θ, by fitting the difference $|(dN/dk) - R(k)\,dN'/dk|$ between 10 MeV and $k_a/2$, to the known response function of the photon detector to a monochromatic line k_a. For such a fitting process, one assumes $R(k)$ to be of the form:

$$R(k) = R_0(1 + ak + bk^2),$$

where R_0 is to be determined by the above fitting procedure and where a and b are constants predetermined by using electron beam experiments or the theoretical values of the intrinsic cross sections.

However, since there is no observable one to one relationship between any of the counted neutrons and any of the recorded photons, one must use the mean value of $R(k)$, namely $\bar{R}$, obtained for the energy interval of 10 MeV to $k_a/2$. This energy range covers almost entirely the GDR region where the bulk of the Bremsstrahlung induced background neutrons are generated and thus ensures a correct evaluation of the corresponding errors. If we put $E_m = \frac{1}{2}(10 + k_a/2)$, one notes that this average value $\bar{R}$ is too low a value for the photoneutron events produced at photon energies between 10 MeV and E_m, but too large a value for those produced at photon energies above E_m. The two opposite errors, due to the use of an average $\bar{R}$ value, thus tend to cancel out. Some precise error calculations, performed for an ^{16}O and Pb photonuclear experiment at $E_+ = 110$ MeV, $\theta = 4°$ and $k_a = 73$ MeV gave the following results: $\bar{R} = 1$, $R(k = 15\text{ MeV}) = 1.025$, $R(k = 40\text{ MeV}) = 0.97$, $\Delta\sigma_a/\sigma_a < 0.03$ for ^{16}O and $\Delta\sigma_a/\sigma_a < 0.05$ for Pb. These errors lie well within the actual statistical errors of ± 0.06 and ± 0.1 observed for these two photonuclear targets respectively.

3.5. General characteristics of the monochromatic photon beam

We are now in a position to summarize the main characteristics of the $20 < k_a < 120$ MeV "quasi-monochromatic" photon beam, actually used for photoneutron experiments in the BE experimental area.

3.5.1. *"Monochromaticity" and available intensities*

In fig. 28, we show experimental photon spectra for $E_+ = 85$ MeV and a LiH radiator of 4 mm, taken

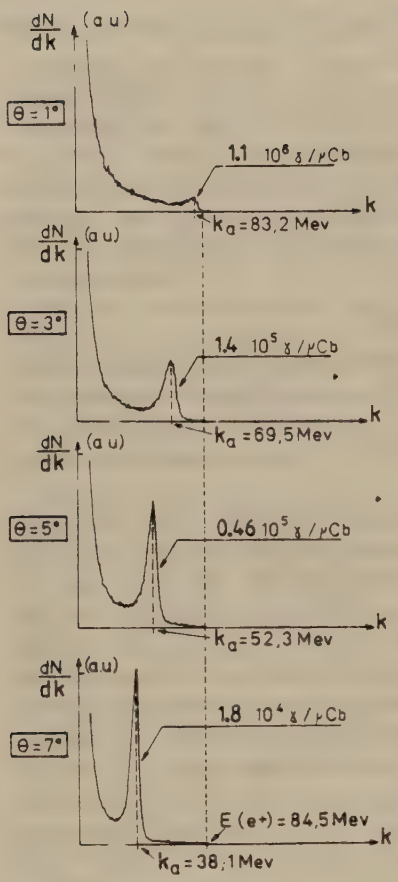


Fig. 28. Measured photon spectra for $E_+ = 85$ MeV positrons and a 4 mm LiH annihilation target as a function of the photon beam emission angle θ. The numbers referring to each monochromatic peak k_a correspond to the numbers of monochromatic photons emitted around θ in $d\Omega = 5 \times 10^{-6}$ steradians when 6.2×10^{12} positrons (1 μCb) cross the LiH radiator.

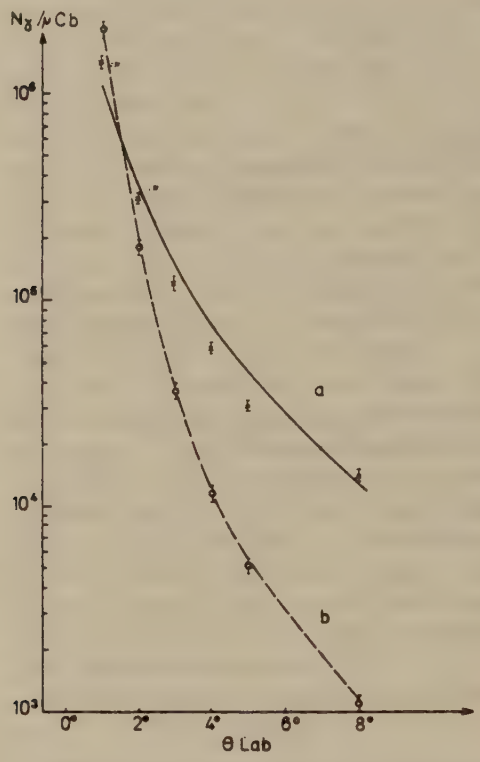


Fig. 29. Quasi-monochromatic (a) and Bremsstrahlung (b) photon intensities taken from fig. 28. The Bremsstrahlung intensities (b) give the number of photons per μCb contained in a 5 MeV photon-energy interval around $k \simeq 22$ MeV. The curves are theoretical evaluations.

at $\theta = 1°$, 3°, 5° and 7°. The drastic change in the relative importance of the annihilation photons, and the Bremsstrahlung photons, as a function of the photon emission angle is quite evident. The corresponding monochromatic and Bremsstrahlung photon intensities, N_a and N_b, emitted into $d\Omega = 5 \times 10^{-6}$ sr are plotted in figs. 29a and 29b respectively. In fig. 30, we show measured photon spectra taken through a 2.25 m thick, carbon photon beam attenuator at $\theta = 4°$. The figure shows first the LiH spectrum, dN/dk (LiH), then the corresponding Cu spectrum dN'/dk (Cu) and finally their "difference" spectrum

$$[dN/dk(\mathrm{LiH}) - \bar{R}\, dN'/dk(\mathrm{Cu})].$$

Finally, table 2 gives the actual experimental conditions used in the photoneutron experiments on Pb, ref. 18. The quasi-monochromatic photon intensities, N_a, usable on the photoneutron target, refer to the total recording time taken for a two-step measurement in a solid angle $d\Omega = 5 \times 10^{-6}$ sr. Since the maximum available positron energy was roughly $E_+ = 130$ MeV, the corresponding photon lines with energies $75 < k_a < 120$ MeV, had to be produced by decreasing the photon emission angle θ to values between 4° and 1°5′. This can be achieved by deviating the incident e^+ beam by means of a two magnet system called "Zig-Zag" mentioned previously. As can be seen from table 2 and fig. 31, such a procedure increased the intensity of the monochromatic photons but, of course, at the expense of the quality factor F_q.

3.5.2. *Energy resolution of the "monochromatic" photon beam*

Three main factors define the overall energy resolution of the quasi-monochromatic annihilation line.

(1) At the end of the accelerator section 12, the positron beam is obtained with an energy spectrum

TABLE 2

E_+ (MeV)	23	26	30	33	40	50	60	70	80	90	100	120	120	120	120	130	130	130
θ (degrees)	4	4	4	3.9	4.2	4.2	4.1	4.0	4.3	4.1	4.1	4.1	3.4	2.8	2.4	2.5	2.1	1.5
k_a (MeV)	21	23	27	28.8	33.4	39.8	46.2	52.6	56.1	62.0	65.4	74.8	86	92	99.2	105	111	120
$I(e^+)$ (nA)	15	18	22	25	30	45	50	55	60	60	60	40	40	40	40	30	30	30
t (LiH) (mm)	2	2	2	4	4	4	4	4	4	6	6	6	6	6	6	4	2	2
t' (Cu) (μm)	30	30	30	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	30
$Na\,s^{-1}$ in $d\Omega$	4200	3750	3200	6520	5800	4600	4100	3700	3250	4500	3550	2300	3650	5000	6000	7000	5400	6500

whose width, $\Delta E_+ \simeq 3 \pm 1$ MeV, hardly depends on the energy E_+. In the beam transfer system towards the BE experimental area, a slit system selects the properly accelerated positrons within an energy interval

$$E_+ - \delta E_+ < E_+ < E_+ + \delta E_+ \ .$$

where

$$\delta E_+ = 0.75 \times 10^{-2} E_+ \ .$$

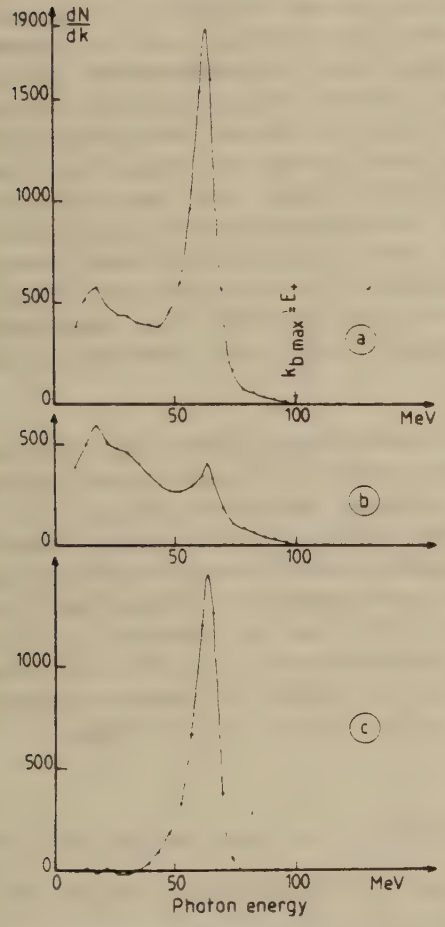


Fig. 30. Measured photon spectra for $E_+ = 100$ MeV and $\theta = 4°$, after passage through 2.25 m of carbon. (a) for a 4 mm thick LiH radiator, (b) for a 30 μm thick Cu target and (c) for the difference |(a)-(b)|.

(2) The positrons lose some energy, $2\delta E_c$, when crossing the LiH annihilation radiator. This value is nearly independent of E_+, but varies from 0.15–0.45 MeV for a 2 mm thick and a 6 mm thick LiH radiator respectively.

(3) The most important factor, however comes from the poor angular definition of the incoming positron beam.

In fact, as we have shown previously in fig. 12, any small angular variation, $\delta\theta$, around $\theta = 4°$ will create a large variation $\delta k_a = (\partial k_a / \partial \theta)(\delta\theta)$ in the energy of the quasi-monochromatic photon beam. But $\delta\theta$ itself is again a combination of three angular uncertainties:

(a) the angular uncertainty, β_1, in the collimating system which defines the useful dimensions of the photon beam, evaluated to be $\beta_1 = \pm 3.6$ mrad.

(b) The intrinsic angular spread of the incoming positron beam. One knows that the larger the focusing magnetic field within the accelerator, the larger the delivered positron current and the larger the angular spread β_0. Of course, β_0 depends on E_+, but an average value measured at the site of the LiH radiator is of the order of $\beta_0 \simeq \pm 4$ mrad.

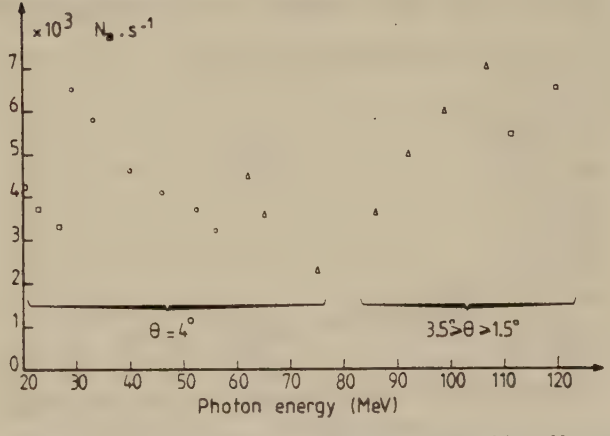


Fig. 31. "Quasi-monochromatic" photon intensities, N_a, and energies, k_a, for different E_+ and θ combinations taken from table 2 and for various thicknesses of the LiH radiaotr: 2 mm (□), 4 mm (○) and 6 mm (△).

(c) Finally, one must also take the multiple scattering within the radiator into account. The FWHM multiple scattering angle $2\beta_2$, for a 4 mm thick LiH radiator and an incident positron beam of $E_+ = 85$ MeV, can be written as a first approximation as:

$$2\beta_2 \simeq 1.5(\chi_c B^{1/2}) \simeq [0.95/E_+(\text{MeV})] \text{ rad}$$

$$= 0.011 \text{ rad at } 85 \text{ MeV}.$$

Assuming that these three angular spreads β_1, β_0 and β_2 are independent, one has to consider an overall spread $\delta\theta = \pm(\beta_1^2 + \beta_0^2 + \beta_2^2)^{1/2}$.

One can then show that, the "monochromatic" annihilation line, k_a, is obtained with an overall FWHM width given by:

$$\Delta k_a = 2[(\partial k_a/\partial E_+)^2 (\delta E_+^2 + \delta E_c^2) + (\partial k_a/\partial\theta)^2 (\delta\theta)^2]^{1/2}.$$

The computed energy widths, $\Delta k_a = 13\%$, hardly depend on the energy k_a. The experimentally measured widths are slightly smaller namely 10%–12%.

4. Conclusions

A typical example of the use of such a photon beam for measurements of the total photoneutron cross section of lead,

$$\sum_x \sigma(\gamma, xn) \simeq \sigma(\gamma, \text{TOT}),$$

is shown in fig. 32. In this particular experiment[18]), no attempt was made to detect any kind of "structure" in the cross section, since any such structure would be very unlikely at such high energy excitation of the nucleus. As explained above, all the efforts were aimed at obtaining the nuclear information connected with a reliable measurement of the absolute cross section in this energy region above the GDR. The following numbers can best summarize the accuracy which was finally reached: it was possible to determine the partial cross section $\sigma(\gamma, n)$ in the $40 < k_a < 100$ MeV range as:

$$0 \leqslant \sigma(\gamma, n) \leqslant 5 \text{ mb},$$

although the background effect of the Bremsstrahlung photons in the GDR region was strongly emphasized by the huge $\sigma(\gamma, n)$ cross section which reaches 630 mb for the GDR maximum around $k_a = 13.5$ MeV.

Such a precision was made possible, only by opening the photon emission angle θ up to $\simeq 4°$, with the obvious consequence that we worked with intensities of monochromatic photons $\simeq 500$ times smaller than the ones which could have been produced around $\theta = 0°$. This was the price to pay in order to increase the "monochromatic photons to background Bremsstrahlung photons" ratio F_q to a manageable value. The huge gain in positron current intensities, (shown in fig. 7) for our new installation, was thus purposely used to increase this ratio F_q rather than the monochromatic photon intensity itself. It should however be clearly understood that the particular photon beam characteristics chosen to give the very best results for these specific measurements might well turn out to be quite different for another photonuclear experiment. For example, other characteristics would surely have been required if the main experimental interest had been, say, high resolution in an experiment aimed at separating the decay channels (γ, p_0), (γ, p_1), (γ, p_2) ...

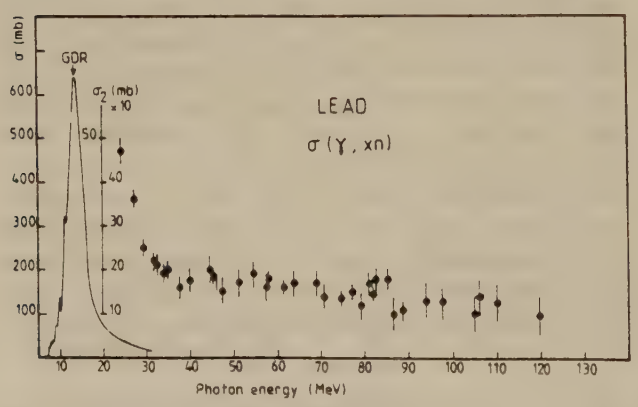


Fig. 32. The total photonuclear cross section σ_T for lead, measured as $\sigma_T = \Sigma\sigma(\gamma, xn)$, ref. 18.

We want to thank the accelerator staff, directed by Dr. F. Netter, which had to solve several tough technological problems particularly for the $e^- - e^+$ converter around which a particle shower, created by the 4 kW electron beam, is scattered within the evacuated and tuned accelerator structure itself. For all their repeated efforts we are particularly grateful to B. Aune, M. Juillard and J. Vila. We want also to thank Dr Santiquet (Centre d'Etudes de Valduc) who kindly provided us with the LiH targets.

References

1) B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713.
2) H. Beil, R. Bergère and A. Veyssière, Nucl. Instr. and Meth. 67 (1969) 293.
3) P. Daujat, Doct. Thesis, University Paris XI – Orsay.
4) B. Aune, Proc. 9th Int. Conf. on *High energy accelerators* stanford 295 (May 1974).

[5]) B. Aune, M. Juillard and F. Netter, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS26 (1979) 3773.

[6]) A. Veyssière, Rapport CEA no. 3276.

[7]) P. Garganne, P. Daujat and A. Veyssière, Nucl. Instr. and Meth. **115** (1974) 477.

[8]) C. Tzara, 1958. Rapport CEA no. 814.

[9]) S. E. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell and N. A. Kerr, Phys. Rev. **127** (1962) 1273.

[10]) G. Audit, N. De Botton, G. Tamas, H. Beil, R. Bergère and A. Veyssière, Nucl. Instr. and Meth. **79** (1970) 203.

[11]) D. Blum, J. Boucrot, B. Grossetete, W. McGill and H. Nguyen Ggoc, Nucl. Instr. and Meth. **115** (1974) 553.

[12]) Y. S. Tsai, S. M. Swanson and C. K. Iddings, Proc. Int. Symp. on *Electron and photon interaction* Hamburg (1965) Springer Verlag, vol. II, p. 380; A. Dufner, S. Swanson and Y. Tsai, SLAC Report **67** (1966).
J. W. Motz, Phys. Rev. **100** (1955) 1560.

[13]) H. W. Koch and J. W. Motz, Rev. Mod. Phys. **31** 4 (1959) 920.

[14]) W. T. Scott, Rev. Mod. Phys. **35** 2 (1963) 231.

[15]) R. Ford and W. Nelson, SLAC Report **210** (June 1978).

[16]) J. Ahrens, private communication.

[17]) E. Hayward, W. R. Dodge and B. H. Patrick, Nucl. Instr. and Meth. **159** (1979) 289.

[18]) A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. Veyssière, J. Ahrens, P. Axel and U. Kneissl Phys. Lett. **79B** 1–2 (1978) 43.

Erratum de Nuclear Instruments and Methods 165 (1976) 417.

- page 420 Chapitre 2.2 :

au lieu de : "Ie^+/Ie^+" lire "Ie^+/Ie^-".

- page 423 Figure 9 :

au lieu de : "$k_{b'} \simeq E_+$" lire " "$k_{b'max} \simeq E_+$".

II. Comparaison des procédés d'obtention des faisceaux de photons quasi-monochromatiques auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 60 MeV de Saclay (AL 60) et auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 600 MeV de Saclay (ALS 600)

Si, auprès de ces deux accélérateurs, le principe de production de photons monochromatiques par annihilation en vol de positons monocinétiques est le même, sa mise en oeuvre est cependant quelque peu différente. En effet, d'une part, les positons en sont extraits de manière différente et, d'autre part, les photons produits ne se situent pas dans la même zone d'énergie.

Avant d'expliquer les conséquences de ces différences entre les deux accélérateurs, nous allons décrire, très rapidement, le dispositif expérimental de l'AL 60, celui de l'ALS 600 ayant déjà été décrit précédemment.

II.1. *Dispositif expérimental de l'AL 60*

L'AL 60 [1] situé sur le site même du CEN Saclay est un accélérateur linéaire pouvant accélérer des électrons jusqu'à une énergie maximale de 60-65 MeV. Ces électrons viennent frapper une cible d'or (c), de 3 à 4 mm d'épaisseur, située en bout de machine et appelée convertisseur (Fig. 1), car la cascade de réactions suivantes, électrons accélérés → rayonnement de freinage → matérialisation en paires électrons-positons, "convertit" les électrons incidents sur la cible d'or en paires électron - positon . Une optique magnétique (d,e), située juste après le convertisseur, peut sélectionner soit les positons, soit les électrons d'une énergie donnée E_i (5 MeV < E_i < 45 MeV) et les focaliser par l'intermédiaire de lentilles magnétiques (f) sur une cible constituée d'un matériau léger (g), par exemple Li ou LiH. Dans cette cible, des réactions d'annihilation en vol se produisent où un positon donne naissance à un photon de grande énergie E_γ vers l'avant ($E_\gamma = E_i + 0{,}25$ MeV) et à un photon de plus faible énergie (0,25 MeV) vers l'arrière. Un aimant dit de"nettoyage"(h) permet de débarrasser le faisceau de photons, ainsi créé, des particules chargées non annihilées. Celles-ci sont recueillies dans un capteur de Faraday qui permet de mesurer le courant correspondant. Comme l'énergie des positons peut être réglée par l'optique magnétique, on obtient ainsi une source de photons monochromatiques d'énergie variable $E_\gamma = E_i + 0{,}25$ MeV. Mais dans la cible d'annihilation, les positons subissent comme toutes particules chargées, des pertes d'énergie par rayonnement (Bremsstrahlung). Ceci se traduit par la superposition, au spectre de raie des photons monochromatiques, d'un spectre continu de photons d'énergie comprise entre 0 et E_i - 0,5 MeV (Fig. 2a). Cependant, on montre théoriquement, et on vérifie expérimentalement, que le même

nombre d'électrons (dont le courant est mesuré par le capteur de Faraday), ayant la même énergie cinétique (il suffit d'inverser le sens des champs de l'optique magnétique) et traversant la même cible d'annihilation, produit seulement un spectre de freinage pratiquement identique à celui que l'on obtient avec les positons (Fig. 2b).

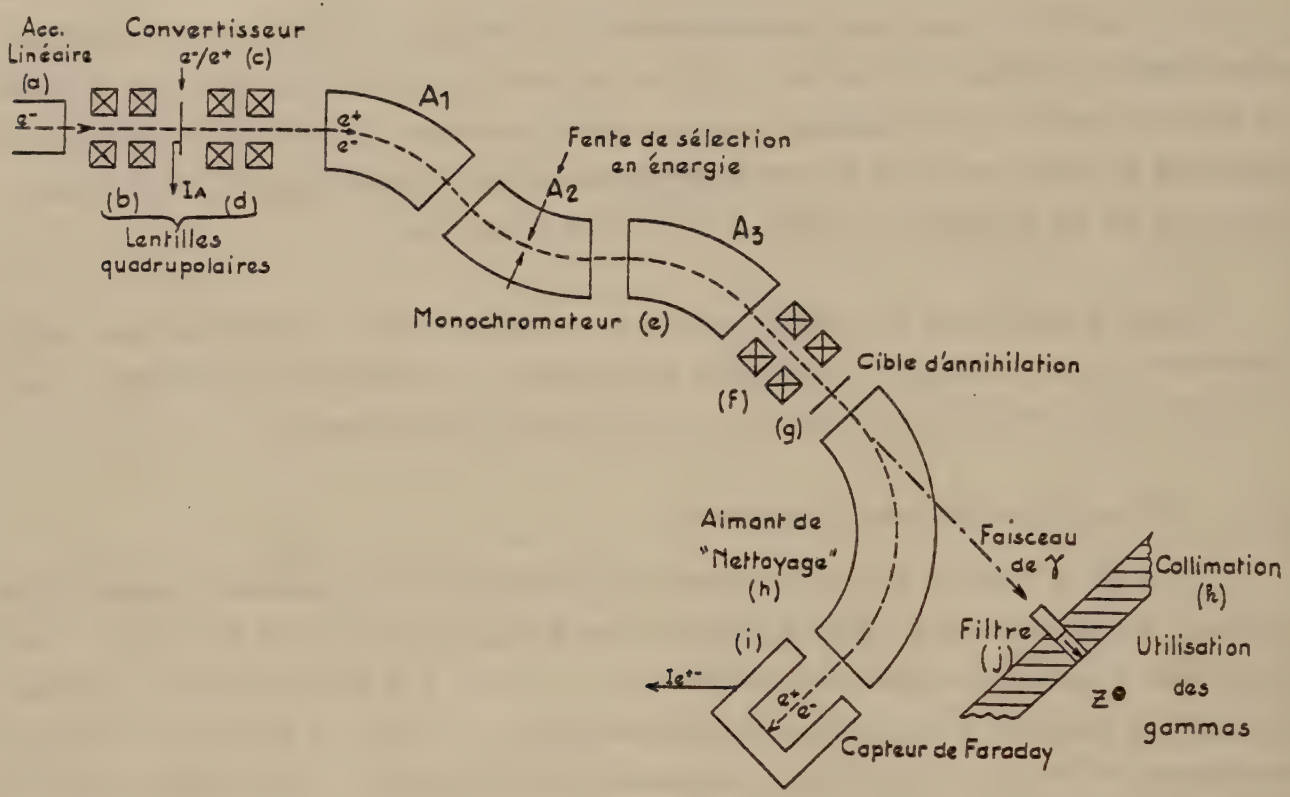


Fig. 1. *Schéma de l'installation produisant des photons monochromatiques à l'AL 60. Les électrons de 65 MeV sortant de l'AL 60 créent un faisceau de positons sur le convertisseur (voir texte).*

Par conséquent, une différence entre le spectre de photons produit par des positons et celui produit par les électrons de même énergie et de même intensité fournit une raie de photons monochromatiques d'énergie variable (Fig. 2c). Le flux de photons monochromatiques en fonction de l'énergie E_γ des photons est ainsi mesuré à l'aide d'un cristal INa de 20 cm × 20 cm, et normalisé par le nombre de charges collectées par le capteur de Faraday. On obtient ainsi en moyenne, pour un courant de 10^{-10} ampères de positons, au point Z° de la figure 1, 2×10^4 photons monochromatiques par seconde dans un disque de diamètre $\emptyset$ = 8 cm situé à 4 mètres de la cible d'annihilation.

Toute mesure photonucléaire s'effectue alors en deux temps : i) on mesure d'abo les produits de la réaction photonucléaire X_p (E_i) correspondant à un spectre de photons N_k+ obtenus avec des positons d'énergie E_i (Fig. 3a) ; ii) on mesure ensuite ces mêmes produits X_n (E_i) correspondant à un spectre de photons N_k- obtenus avec des électrons de même énergie E_i (Fig. 3b). Ainsi la différence $X_p(E_i)-X_n(E_i)$

divisée par le nombre de photons monochromatiques $N(E_i) = \sum_k N_k^+(e^+) - \sum_k N_k^-(e^-)$ est directement proportionnelle à la section efficace du processus photonucléaire étudié $\sigma(\gamma,x)$ (Fig. 3c).

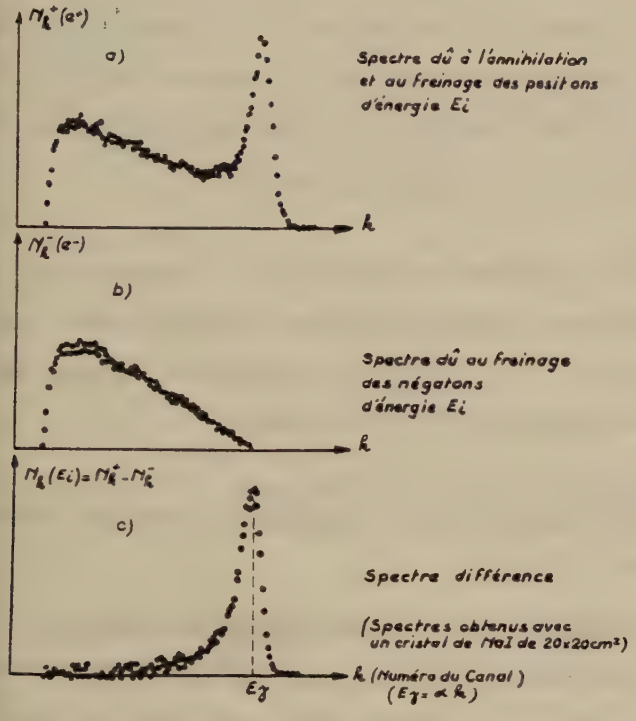


Fig. 2 : *Le spectre de photons quasi-monochromatiques c) correspond à la différence entre les spectres des photons a) obtenus avec le faisceau de positons et b) obtenus avec le faisceau de négatons respectivement vus par le cristal INa.*

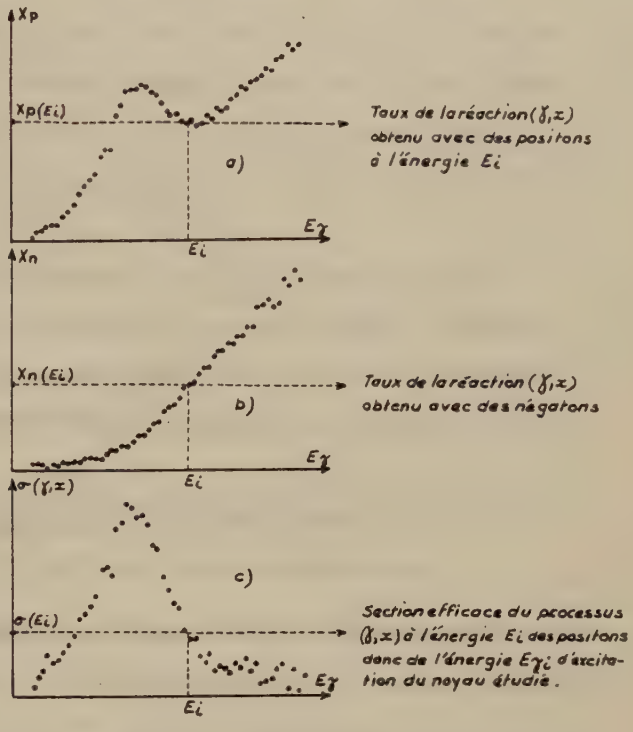


Fig. 3 : *Pour le processus (γ,X) la section efficace σ(γ,X) est obtenue en c) par soustraction point par point et normalisation des amplitudes des courbes de rendement a) et b) obtenues respectivement avec un faisceau de positons et de négatons.*

II.2. *Différences entre les méthodes de production des faisceaux de positons de l'AL 60 et de l'ALS 600*

Comme il a déjà été vu précédemment, le premier dispositif expérimental produisant des photons quasi-monochromatiques par annihilation en vol de positons monocinétiques a été installé vers 1960 à l'AL 60 de Saclay. Cette installation permet d'obtenir des positons monocinétiques dont l'annihilation en vol fournit un faisceau de photons quasi-monochromatiques fiable dans la plage d'énergie de 10 à 30 MeV, soit dans la région d'énergie de la résonance géante dipolaire. Le convertisseur, dans ce dispositif expérimental, se trouve à l'extrémité de l'accélérateur linéaire.

Vers 1976 une deuxième installation permettant d'obtenir un faisceau de photons quasi-monochromatiques a été installée à l'ALS 600 de Saclay. Dans cette installation, le convertisseur électrons-positons se trouve entre la 6ème et la 7ème section accélératrice, alors que la déviation vers la salle expérimentale, utilisée

pour les réactions photonucléaires, se trouve, elle, à l'extrémité de la 12ème section. Cette position du convertisseur électrons-positons permet d'obtenir, grâce aux 6 sections restantes (de la 7ème à la 12ème), un faisceau de positons dont l'énergie et l'intensité varie d'environ 20 MeV avec 20 nA à environ 140 MeV avec 60 nA. Ce faisceau de positons permet par annihilation en vol d'obtenir un faisceau fiable de photons quasi-monochromatiques dans la plage d'énergie de 20 à 140 MeV, ce qui correspond à des réactions photonucléaires comprises entre la résonance géante dipolaire et le seuil de photoproduction des pions.

Dans ce qui suit,les conséquences des différences entre les faisceaux de positons (place des convertisseurs électrons-positons et plage d'énergie de ces positons) des deux accélérateurs AL 60 et ALS 600, sur les procédés d'obtention des faisceaux de photons quasi-monochromatiques sont développées.

II.3. *Différences entre les procédés d'obtention des faisceaux de photons quasi-monochromatiques de l'AL 60 et de l'ALS 600*

La première différence est liée au domaine des réactions photonucléaires que l'on peut étudier auprès de la salle de Basse Energie (BE) de l'ALS 600.

Comme il a été vu précédemment, lors de l'interaction du faisceau de positons avec la cible d'annihilation, il se produit des photons monochromatiques par annihilation en vol de ces positons, mais, aussi des photons de rayonnement de freinage Sur les figures 4b) et 4b') sont représentés schématiquement les spectres photons respectivement obtenus à $\theta = 0°$ auprès de l'AL 60 et de l'ALS 600. Si on désigne par N_a le nombre des photons d'annihilation et par N_b le nombre des photons de rayonnement de freinage on peut considérer que N_a/N_b caractérise un "rapport de qualité"du faisceau de photons : il est évident d'après cette figure que le rapport de qualité N_a/N_b est au moins 4 à 5 fois plus petit pour l' ALS 600 que pour l' AL 60. Cet inconvénient est encore aggravé par la valeur absolue des sections efficaces photoneutroniques étudiées auprès de ces deux machines (sections efficaces au moins 10 à 15 fois plus petites à l'ALS 600 qu'à AL 60) et par la forme de ces sections efficaces représentées très schématiquement Figs. 4a) et 4a')

En conséquence, il est évident que l'on peut tolérer une légère imprécision dans la soustraction du taux de réactions produit par le spectre de freinage N_b lorsqu'on effectue des mesures dans la zone de la résonance géante, comme c'est le cas à l'AL 60, mais que cette soustraction doit être d'une extrême précision lorsqu'on effectue des mesures à plus haute énergie : la plus grande partie du taux de réactions correspond,en effet,à des photons du spectre continu N_b. Ceci implique

que, dans ce cas, une soustraction du taux de réactions dû au spectre continu N_b n'a de sens que si l'on peut diminuer l'importance du spectre de freinage par rapport à la raie monochromatique.

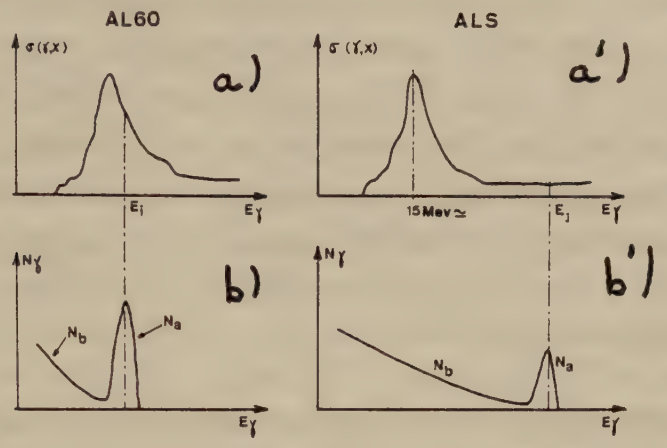


Fig. 4 : *Comparaison schématique d'une expérience photonucléaire à θ = 0° réalisée à l'AL 60 et à l'ALS 600 (voir texte).*

Ce premier problème peut être en grande partie résolu en exploitant le fait que les distributions angulaires des photons d'annihilation et des photons de freinage ne sont pas identiques [2], c'est-à-dire en se plaçant à un angle θ, entre la direction du faisceau de photons et la direction du faisceau de positons, différent de 0°. Comme déjà montré au Chapitre III.I. pour une même énergie de positons incidents sur la cible d'annihilation, une augmentation de θ s'accompagne de plusieurs effets :

a) Une amélioration du rapport de qualité N_a/N_b

b) une diminution en valeur absolue de la quantité N_a (d'où une perte en statistique de comptage, pour un temps donné)

c) une diminution de l' énergie des photons monochromatiques

d) une augmentation de la largeur à mi-hauteur du pic de photons monochromatiques.

Un compromis entre ces divers points (spécialement pour les points a) et b)) de façon à, pour un temps et un courant de positons donnés, minimiser les erreurs expérimentales, a conduit à adopter un angle θ voisin de 4°, ceci quelque soit le corps étudié et quelque soit l'énergie des photons comprise entre 20 et 140 MeV (cf. Chapitre III.I.).

La deuxième différence est liée à la position du convertisseur électrons-positons. A l'AL 60 celui-ci est placé à l'extrémité de l'accélérateur. Dans ces conditions lorsqu'un faisceau primaire d'électrons est incident sur le convertisseur, il est possible en choisissant le sens des champs magnétiques de la dé-

viation de sélectionner soit les positons, soit les électrons de paire : les faisceaux ainsi obtenus sont alors identiques en direction et en émittance. Ces faisceaux de positons ou d'électrons sont ensuite incidents sur une cible d'annihilation d'hydrure de lithium (LiH) et les faisceaux de photons obtenus (Figs. 2a et 2b) sont utilisés à $\theta = 0°$, c'est-à-dire dans le prolongement du faisceau de positons ou d'électrons : le fait d'être à $\theta = 0°$, minimise au maximum les effets possibles d'une variation de direction ou d'émittance entre les faisceaux de positons et d'électrons due par exemple à des défauts magnétiques de la déviation. En résumé, le faisceau de photons quasi-monochromatiques est, à l'AL 60, obtenu à un angle $\theta = 0°$, en utilisant un faisceau de positons et un faisceau d'électrons incidents sur une même cible d'annihilation de LiH.

A l'ALS 600 le convertisseur électrons-positons est localisé dans l'accélérateur entre la 6ème et la 7ème section accélératrice, les sections 7 à 12 servant à accélérer les particules choisies (positons ou électrons). En conséquence, si on veut appliquer la méthode de l'AL 60, il faut non seulement inverser tous les champs magnétiques de la déviation, opération relativement fiable et reproductible, mais également toutes les caractéristiques magnétiques des sections accélératrices (sections 7 à 12) : c'est une opération qui s'est avérée longue, ennuyeuse et surtout difficilement reproductible pour les faisceaux de positons et de négatons en ce qui concerne leurs directions, leurs émittances, leurs encombrements spatiaux... Ces différences, entre les faisceaux de positons et de négatons, ont des répercussions, sur les faisceaux de photons correspondants, qui sont amplifiées par le fait que, comme nous l'avons vu précédemment, l'angle d'observation des photons produits est $\theta = 4°$. A titre d'exemple la figure 5 donne le comportement de $d\sigma_{anni.}/d\Omega$ en fonction de θ. Sur cette figure, il est évident, qu'une variation de quelques minutes de θ au voisinage de 0° a peu d'effet puisque la tangente à la courbe est horizontale, ce qui est loin d'être le cas au voisinage de, par exemple, 4°.

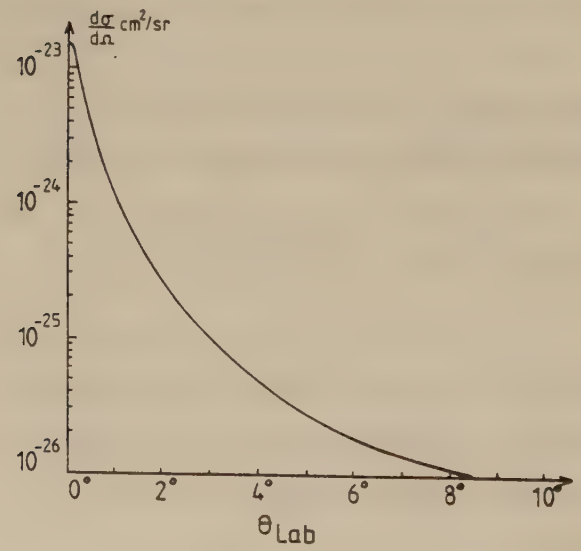


Fig. 5 : *Section efficace différentielle d'annihilation en fonction de θ pour un positon d'énergie 100 MeV et pour une cible d'annihilation de Z = 1.*

Ce qui précède nous a poussé à adopter et à adapter, une idée initialement utilisée à l'accélérateur linéaire de Mayence [3], qui consiste à utiliser le même faisceau de positons incident sur deux cibles d'annihilation de numéro atomique Z différents et d'épaisseurs choisies convenablement : ainsi les variations des caractéristiques des faisceaux de photons sont réduites au minimum puisque, dans ce cas, on n'utilise qu'un seul faisceau de positons. Cette méthode a déjà été développée au Chapitre III.1. En résumé le faisceau de photons quasi-monochromatiques de l'ALS 600 est obtenu en envoyant le même faisceau de positons sur deux cibles d'annihilation de Z différents et en se plaçant à un angle θ de 4°.

Les photons produits par ces faisceaux de positons sont ensuite incidents sur la cible nucléaire à étudier située à l'intérieur du détecteur de neutrons. Les photons n'ayant pas intéragi avec cette cible, sont détectés par un cristal de INa qui permet à la fois la mesure absolue du nombre de photons et la détermination de la forme du spectre énergétique de ces photons.

Le chapitre suivant est consacré à l'étude du détecteur de neutrons.

Références

[1] A. Veyssière, Thèse, Université de Bordeaux I (1971).

[2] Y.S. Tsai et al., Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Interaction, Hamburg (1965) Springer Verlag, Vol. II, p. 380.
A. Dufner et al., SLAC Report 67 (1966).
J.W. Motz, Phys. Rev. 100 (1955) 1560.

[3] J. Ahrens, Communication privée.

Chapitre 4

SYSTEME DE DETECTION DES PHOTONEUTRONS

Des détecteurs de neutrons rapides à grandes dimensions utilisant un scintillateur organique, chargé ou non d'un corps à grande section efficace d'absorption pour des neutrons thermiques, et ayant une grande efficacité (ε) de détection de neutrons ont déjà fait leurs preuves dans divers domaines de la physique [1].

Ce sont deux détecteurs de ce type chargés en gadolinium qui ont été mis en service pour les expériences photonucléaires, le premier auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 45 MeV de Saclay en 1960 [2,3], le deuxième auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 600 MeV (ALS 600) de Saclay en 1976.

Ce chapitre est destiné à décrire le système de détection des photoneutrons utilisé en salle de Basse Energie (BE) de l'ALS 600, ceci en insistant particulièrement sur les trois problèmes majeurs de l'installation soit :

- la mesure de la multiplicité neutronique des réactions photonucléaires ;
- l'efficacité de détection des neutrons du système en fonction de l'énergie de ces neutrons ;
- la nature, la mesure et la correction des divers bruits de fond auxquels est sensible le détecteur.

I. Le détecteur de photoneutrons

Le détecteur de photoneutrons a la forme d'un cylindre terminé à chacune de ses extrémités par un tronc de cône. Par la suite, il est assimilé, dans nos calculs et estimations numériques, à une sphère de même volume et est, par abus de langage, appelé "sphère" ou parfois "boule". Ce détecteur est donc constitué d'une simili sphère de 250 litres de volume utile dont la paroi est en aluminium, matériau léger dont le taux de réactions photoneutroniques est relativement faible, ce qui diminue le nombre de photoneutrons parasites créés par l'interaction des photons diffusés par les parois de la collimation, avec l'enceinte du détecteur. Un tube central permet le passage du faisceau de pho-

tons qui vient frapper une cible placée au centre du détecteur (fig. 1). L'intérieur de la sphère est rempli de scintillateur liquide NE 323 chargé à 0,5 % en poids de gadolinium ; ce liquide est vu par quatre photomultiplicateurs qui détectent en coïncidence les scintillations qui y sont créées. Le principe de ce détecteur est le suivant : les neutrons rapides émis au centre de la sphère par la cible nucléaire étudiée sont ralentis par chocs successifs sur les noyaux hydrogénés du scintillateur, puis capturés par les noyaux de gadolinium dont la probabilité de capture des neutrons lents est très grande. Après capture neutronique, une cascade de rayons gamma de désexcitation produit dans le liquide des scintillations que les photomultiplicateurs détectent et amplifient. Ce détecteur présente deux avantages : le premier réside dans le fait que son angle solide de détection est très voisin de 4π (la perte d'angle solide due au tube central est en effet très faible) et que son efficacité de détection est élevée (de l'ordre dans la pratique de 50 à 65 % avec un bruit de fond raisonnable, et pouvant atteindre 90 % avec un bruit de fond très important) ; le deuxième tient à ce que la détection ne se produit qu'après ralentissement du neutron émis par la cible ce qui, combiné à la nature pulsée du faisceau d'électrons de l'accélérateur linéaire, permet la mesure de la multiplicité neutronique, c'est-à-dire le nombre moyen de neutrons émis par interaction photonucléaire.

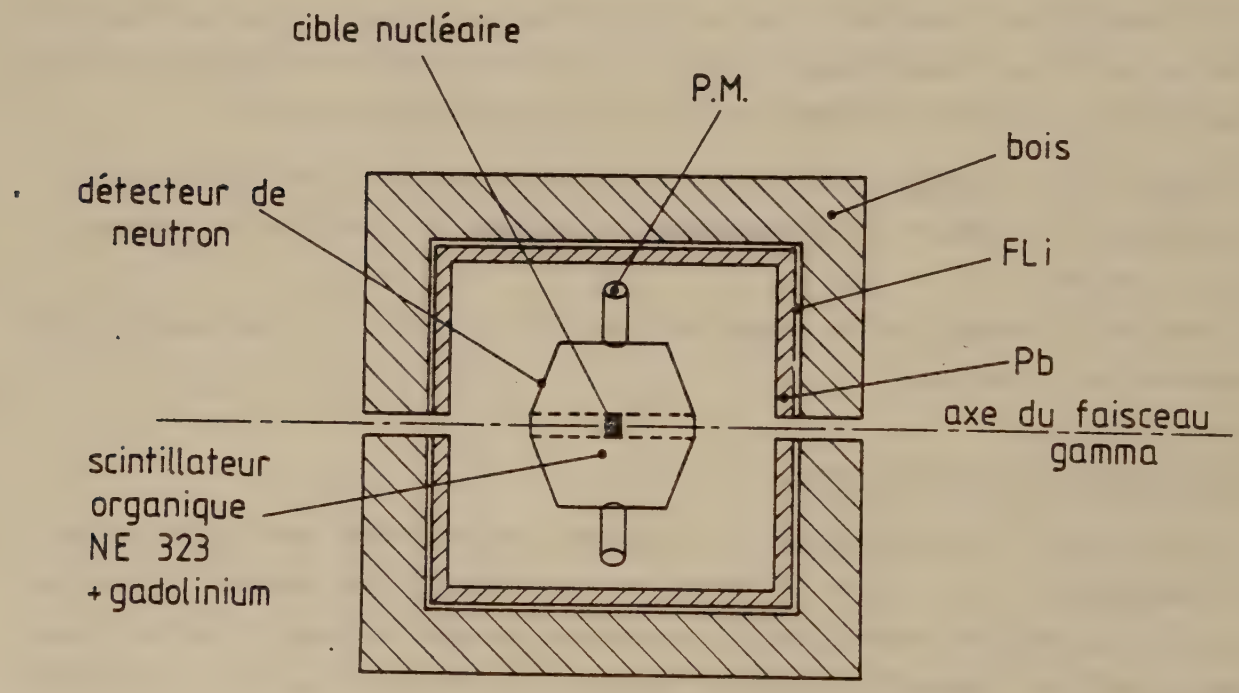


Fig. 1 : *Détecteur de photoneutrons. La cible étudiée placée dans le cylindre central, est traversée par le faisceau de photons. Les photoneutrons produits sont ralentis par chocs protoniques dans les 250 litres de scintillateur liquide. Une fois thermalisés, ils sont capturés par les noyaux de gadolinium en suspension dans le scintillateur liquide. Les rayonnements gamma de capture neutronique produisent une scintillation qui est détectée par un ensemble de 4 photomultiplicateurs.*

Le premier inconvénient de ce détecteur est d'être sensible aux bruits de fond ambiants (neutrons parasites, radioactivité ambiante, bruits cosmiques) : c'est pourquoi une imposante protection a dû être installée autour de ce détecteur : celle-ci est constituée, en partant de l'intérieur vers l'extérieur de 10 cm de plomb, de 2,5 cm de fluorure de lithium englobé dans de l'araldite et de 40 cm de bois (fig. 1), le tout, détecteur plus protection, monté sur une plateforme à coussin d'air permettant de déplacer facilement l'ensemble. Son deuxième inconvénient est que, par son principe même, on perd l'information relative à l'énergie des photoneutrons.

Le paragraphe suivant explique le principe de la mesure de la multiplicité d'un événement photoneutronique.

II. Mesure de la multiplicité neutronique

La mesure de la multiplicité neutronique d'un événement nucléaire est rendue possible grâce :

1) au fait que les neutrons doivent être ralentis avant d'être capturés par le gadolinium ;
2) au fait que le faisceau de l'accélérateur linéaire est pulsé.

C'est pourquoi avant d'aborder le principe de cette mesure nous allons développer ces deux points.

II.1. *Distribution du temps de capture des neutrons dans le détecteur*

D'après ce qui précède, les neutrons étudiés doivent être thermalisés par des chocs successifs sur les noyaux légers du scintillateur avant d'être capturés par le gadolinium. La distribution en temps h(T) de cette probabilité de capture pour des neutrons injectés au centre du détecteur a été à la fois calculée [4,5] et mesurée [3] dans le cas de neutrons de fission.

La fig. 2 montre cette distribution pour 2 calculs théoriques, l'un basé sur une formule analytique approximative, l'autre obtenu par une méthode de Monté-Carlo, ainsi que les points expérimentaux correspondants à deux concentrations de gadolinium, soit 0,5 % et 0,3 %.

Cette figure montre que :

- la probabilité maximale de capture se trouve à environ 7 µs après l'injection des neutrons ;

- environ 95 % des neutrons capturés sont "comptés" dans un temps inférieur à 25 µs.

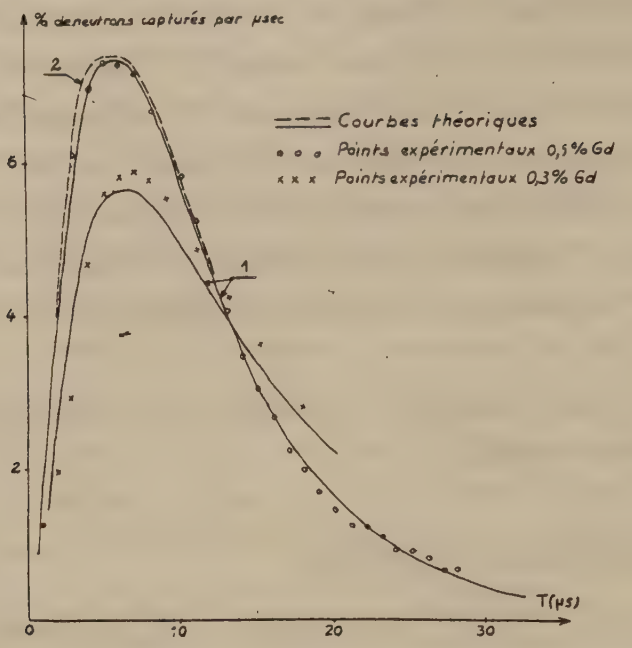


Fig. 2 : *Distribution du temps de capture des neutrons h(T) dans la sphère. Courbe théorique : 1. obtenue par la formule analytique approximative* [4] *; 2. obtenue par la méthode de Monte-Carlo* [5].

II.2. *Séquence des portes en temps du système de comptage des neutrons*

Cette séquence des portes en temps du système de comptage des neutrons est liée aux caractéristiques de fonctionnement de l'accélérateur et du détecteur. Nous voyons sur la figure 3 :

- en "a", la séquence des impulsions de l'accélérateur linéaire ; une impulsion de synchronisation "To" déclenche les diverses sources de puissance de l'accélérateur linéaire et l'injection d'une "bouffée" d'électrons de 2 µs de large à la fréquence de 1000 Hz ;

- en "b", les impulsions à la sortie du détecteur ; nous trouvons tout d'abord, pendant 2 µs en phase avec l'impulsion d'électrons des signaux représentant les photons diffusés par la cible photonucléaire et "vus"par le détecteur, puis les impulsions, provenant des neutrons ralentis par le liquide et capturés par le gadolinium, dont la plus grande partie se situe tout de suite après les premières impulsions correspondant aux photons. Enfin, se superposant à tout cela, des signaux aléatoires provenant du bruit de fond permanent BF_o (la nature de ce bruit de fond est discutée au paragraphe 5 de ce chapitre) ;

- en "c", la séquence des portes de comptage telle qu'elle est réalisée dans l'ensemble électronique. Cette séquence est déclenchée par l'impulsion de synchronisation T_o provenant du linéaire et comporte une porte en temps de 25 µs (où tombe

95 % des neutrons de fission) située à 0,6 µs après la fin de la bouffée de photons diffusés et une autre porte de même largeur (25 µs) située à environ 700 µs de la première et destinée à compter le bruit BF_o. Cette disposition permet de compter le maximum de neutrons utiles sans être perturbé par les photons diffusés.

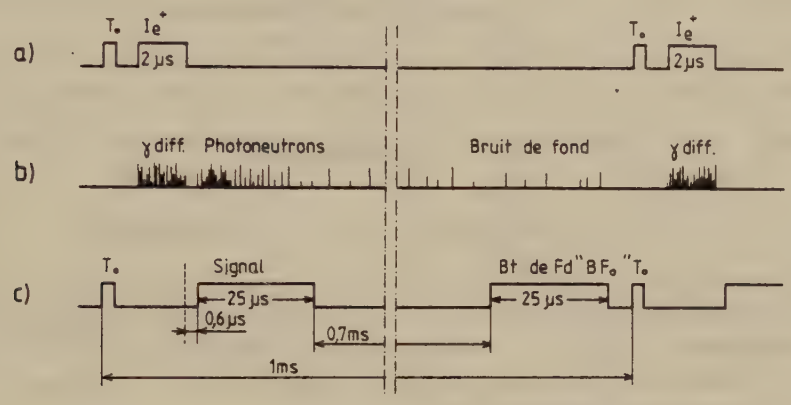


Fig. 3 : *Séquences en temps (voir texte) :*
a) des portes de l'accélérateur
b) des impulsions du détecteur
c) des portes du système électronique.

II.3. *Multiplicité photoneutronique*

Chaque neutron, au cours de son ralentissement, ayant sa propre histoire (c'est-à-dire que la probabilité de capture des neutrons par les noyaux de gadolinium est fonction du temps), un système électronique très simple appelé "analyseur d'événements multiples" permet de mesurer, dans une porte en temps convenablement choisie, la multiplicité neutronique.

Ce système est essentiellement constitué par des échelles E_i destinées à compter le nombre des événements dans lesquels i neutrons sont détectés pendant la porte de comptage de 25 µs.

Supposons par exemple, une réaction nucléaire de multiplicité neutronique 3 c'est-à-dire donnant 3 neutrons (fig. 4a). Ces neutrons,devant être ralentis avant d'être capturés par le gadolinium, sont détectés à des instants différents (fig. 4b) puisque chacun est ralenti différemment. L'accélérateur étant pulsé, il est possible d'ouvrir juste après le pulse γ-diffusé une porte de comptage de 25µs (fig. 4c) : si l'efficacité de détection de ces neutrons est de 100 %, les trois neutrons sont détectés pendant la porte de comptage et l'échelle de comptage E_3, mesurant les événements pour lesquels 3 neutrons sont détectés, est incrémentée de 1.

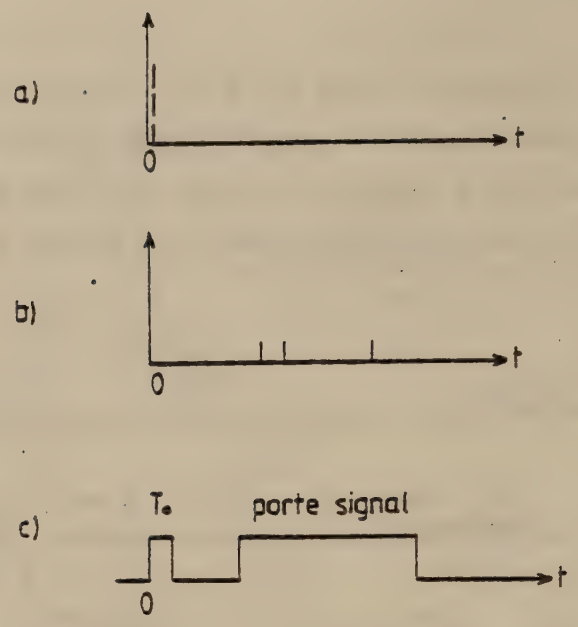


Fig. 4 : *Principe de la mesure de la multiplicité (cas particulier d'un événement 3n) : a) création d'un événement 3n à l'instant t=0 ; b) temps de capture de ces 3 neutrons ; c) porte de comptage du système électronique.*

Expérimentalement, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, l'efficacité de détection n'est pas de 100 % : ceci se traduit par le fait que, dans l'exemple précédent, les moments de capture éventuelle des trois neutrons peuvent ne pas coincider avec la porte de comptage et en conséquence les neutrons correspondants ne sont pas comptés ; par exemple, 1 événement 3n :
incrémente de 1 l'échelle E_3 si les 3 neutrons sont détectés,
incrémente de 1 l'échelle E_2 si 2 neutrons sont détectés,
incrémente de 1 l'échelle E_1 si 1 neutron est détecté.

Le passage du contenu de ces échelles E_i aux événements S_j de multiplicité neutronique j est explicité au chapitre 5.

Dans le cas d'expériences photonucléaires "idéales", c'est-à-dire dans le cas d'expériences pour lesquelles :

a) les photons sont parfaitement monochromatiques,
b) le nombre de photons produisant les interactions photonucléaires est parfaitement connu,
c) l'efficacité de détection des neutrons est de 100 %,
d) les bruits de fond sont nuls,
e) les phénomènes "d'empilements" (par ex : un événement 3 neutrons et un événement 4 neutrons se produisant dans la même porte de comptage se comportent comme un événement 7 neutrons) sont nuls,
f) le "temps mort" de l'électronique est nul,

le contenu de chaque échelle E_i est directement proportionnel à la section efficace de la réaction $\sigma(\gamma,in...)$ dans laquelle i neutrons sont émis.

Malheureusement, dans le cas d'expériences réelles les 6 points précédents ne sont pas vérifiés et nécessitent en conséquence des études soignées.

En ce qui concerne les points a) et b) le cas réel a été étudié au chapitre III. Pour le point e) les phénomènes "d'empilement" sont d'autant plus négligeables que le nombre moyen d'événements détectés par porte de comptage est plus faible. Le point e) ainsi que le point f) sont étudiés au chapitre V.

L'étude de l'efficacité de détection des neutrons (point c)) et l'étude des bruits de fond (point d)) sont respectivement les sujets des paragraphes suivants de ce chapitre.

III. Etude de l'efficacité du détecteur pour des neutrons monoénergétiques

III.1. *Généralités*

Dans ce qui suit nous supposerons que la source des neutrons à étudier (cible dans le cas de réactions photonucléaires, source de californium,...) est située au centre de notre détecteur. La probabilité de compter les neutrons de cette source (c'est-à-dire l'efficacité ε de notre détecteur) est inférieure à 1 pour les raisons suivantes :

- La distribution en temps des neutrons capturés dans le détecteur (fig. 2) fait que, par exemple, dans le cas de neutrons de fission et pour une porte de comptage de 25 µs, on ne peut compter que, environ 95 %, des neutrons capturés par le gadolinium.

- L'existence de divers bruits de fond radioactifs rend nécessaire, afin d'obtenir un bruit de fond BF_o raisonable, l'utilisation d'un seuil électronique, ce qui a pour conséquence immédiate une perte de l'efficacité de détection. Nous appellerons ε_o l'efficacité de notre détecteur due aux 2 effets ci-dessus.

- La probabilité de capture des neutrons dépend de leur énergie initiale : plus l'énergie de ces neutrons est grande, plus la probabilité d'être insuffisamment ralentie pour être capturée par le gadolinium du scintillateur est grande et par suite plus l'efficacité du détecteur est faible.

D'autre part, il faut tenir compte, également, de l'effet dû à la protection (10 cm de Pb, quelques cm de FLi, 40 cm de bois) entourant notre détecteur qui agit comme un réflecteur sur les neutrons non capturés s'échappant du scintillateur.

Nous appellerons ε_E cette efficacité du détecteur due à l'énergie E des neutrons ; l'efficacité globale expérimentale ε pour une énergie E des neutrons est alors donnée par :

$$\varepsilon = \varepsilon_o \times \varepsilon_E .$$

III.2. *Mesure de l'efficacité du détecteur de neutrons pour "une source de neutrons de californium"*

L'efficacité du détecteur de neutrons est mesurée à l'aide d'un système constitué par une source de ^{252}Cf et d'un détecteur de fragments de fission, placé au centre du détecteur entouré de sa protection. Cette mesure se fait dans des conditions identiques à celles des mesures des réactions photonucléaires, c'est-à-dire, avec les mêmes portes de comptage et les mêmes seuils électroniques, mais avec un signal "T_o" contrôlé par la détection d'un fragment de fission du ^{252}Cf.
Pour une telle source, le nombre moyen des neutrons émis par fission est $\bar{\nu} = 3,78$ et leur énergie moyenne est de $\bar{E} = 2,17$ MeV.

L'efficacité mesurée $\varepsilon_{Cf} = \varepsilon_o \times \varepsilon_{\bar{E}=2,17\ MeV}$ est alors donnée par :

$$\varepsilon_{Cf} = \frac{\sum_{i=1} i(E_i) - BF_o}{(\text{Nb. de } T_o)\ \bar{\nu}} ,$$

où

(E_i) = comptage dans l'échelle indiquant i neutrons détectés
$\bar{\nu}$ = nombre moyen de neutrons émis par fission ;
Nb. de T_o = nombre de fissions détectées
= nombre de séquences de portes de temps ;
BF_o = bruit de fond total enregistré dans la 2ème porte (fig. 3).

Cette efficacité ε_{Cf} peut atteindre 85 % mais pour des raisons de bruits de fond, les mesures photonucléaires sont faites avec ε_{Cf} compris, en général, entre 50 et 60 % (voir paragraphe 5 de ce chapitre).

Cette mesure n'est strictement valable que pour le détecteur avec sa protection et pour des neutrons d'énergie voisine de 2 MeV 17 dont la source est située au centre du détecteur. Or pendant les expériences photonucléaires il peut se produire des neutrons dont l'énergie peut atteindre environ 130 MeV pour des photons de 140 MeV. Nous examinerons donc le comportement de ε_E en fonction de l'énergie des neutrons, celle-ci étant limitée dans un premier temps à une énergie maximum de 10 MeV, le détecteur étant supposé "nu",c'est-à-dire sans sa protection.

III.3 *Calcul de l'efficacité neutronique ε_E de notre détecteur "nu" pour des neutrons d'énergie inférieure ou égale à 10 MeV par la méthode de Monté-Carlo*

La détermination de ε est un problème assez ancien et plusieurs programmes de Monté-Carlo [4,5,6] ont été mis au point afin de le résoudre.

En particulier le programme de Monte Carlo mis au point par Poitou et al. [6] permet de calculer l'efficacité ε_E pour des énergies de neutron pouvant aller jusqu'à 10 MeV, ceci dans le cas d'un détecteur sphérique avec trou cylindrique central, utilisant le même scintillateur que le nôtre (c'est-à-dire du NE 323 chargé au gadolinium), le détecteur en question étant supposé sans protection pouvant éventuellement servir de réflecteur pour les neutrons non capturés.

Ce programme a été testé :
- en comparant ses résultats en fonction de l'énergie des neutrons avec les mesures expérimentales obtenues par Boldeman [6], ceci pour une source de neutrons située au centre du détecteur ;
- en comparant ses résultats avec les mesures obtenues avec une source de californium, ceci pour diverses positions de la source de neutrons à l'intérieur du détecteur [1].

Ces deux tests ayant été concluants, le programme de Monte Carlo peut être considéré comme donnant des résultats convenables, du moins dans ses limites d'applications qui sont, rappelons-le :

- forme sphérique du détecteur,
- pas de protection autour du détecteur,
- énergie des neutrons inférieure ou égale à 10 MeV.

C'est pourquoi, nous avons utilisé ce programme pour calculer l'efficacité ε_E de notre détecteur, en assimilant celui-ci à une sphère ayant le même volume de scintillateur. La figure 5 montre le résultat obtenu pour ε_E, pour E compris entre 0 et 10 MeV.

Il est à remarquer, sur cette figure, que ε_E, pour des neutrons de 2 MeV 17, détecteur "nu", est égal à 0,94. En conséquence lors des mesures d'efficacité ε avec la source de neutrons du californium, on peut considérer que $\varepsilon_E > 0{,}94$ puisque la protection du détecteur sert de réflecteur aux neutrons : ceci entraîne que la valeur mesurée ε_{Cf} est pratiquement égale à ε_o (à quelques % près).

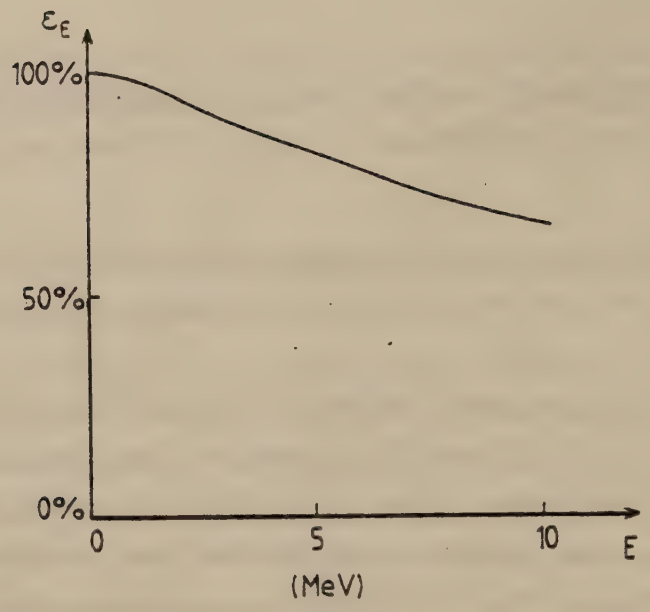


Fig. 5 : *Efficacité ε_E du détecteur de neutrons supposé "nu" pour des neutrons d'énergie inférieure à 10 MeV.*

Dans ce qui suit, nous allons successivement aborder les deux problèmes restant pour la détermination de ε_E soit : le cas des hautes énergies de neutrons et l'effet de la protection du détecteur sur ε_E.

III.4. *Estimation de l'efficacité ε_E de notre détecteur "nu" pour des neutrons de haute énergie*

Le comportement de ε_E pour des neutrons de haute énergie est développé dans l'Annexe A.

Dans cette annexe il est mentionné que :

- dû à la forme non sphérique de notre détecteur,
- dû à la protection entourant notre détecteur et pouvant servir de réflecteur aux neutrons non capturés,
- dû à la mauvaise connaissance actuelle des diverses sections efficaces des réactions dues à des neutrons de haute énergie.
- dû à la difficulté, sinon à l'impossibilité de vérifier expérimentalement les calculs au moins à une énergie élevée de neutrons (50 MeV par exemple),

il est illusoire, pour calculer ε_E, de vouloir faire un programme de Monté-Carlo dont les résultats soient nettement plus fiables qu'un petit modèle élémentaire développé dans la même annexe.

C'est ainsi que l'on peut estimer que l'efficacité ε_E de notre détecteur, sans sa protection, est voisine de 44 % pour des neutrons d'énergie 50 MeV et de 63 % pour des neutrons d'énergie 20 MeV.

La figure 6 représente le comportement de ε_E estimé à partir des valeurs obtenues pour des énergies de neutrons inférieures à 10 MeV (calcul de Monté-Carlo) et des valeurs obtenues pour des neutrons de 20 MeV et 50 MeV (modèle de l'Annexe A).

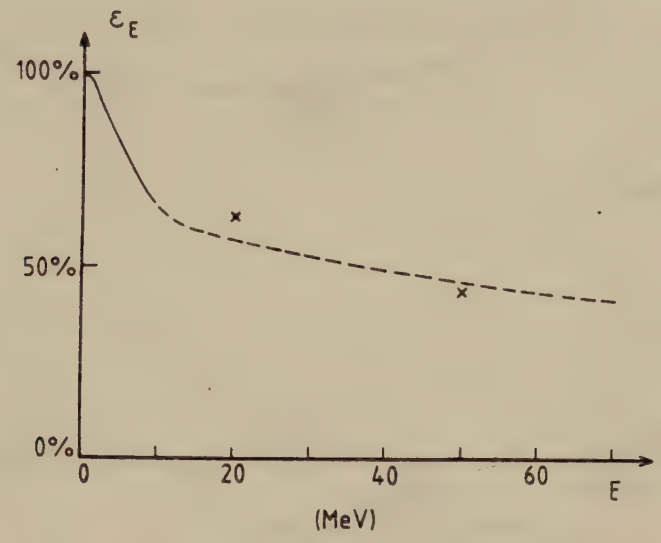


Fig. 6 : *Efficacité ε_E du détecteur de neutrons supposé "nu" pour des neutrons d'énergie inférieure à 70 MeV ; la courbe continue reprend les résultats de la figure 5 ; les croix représentent les résultats des calculs faits dans l'Annexe A pour des neutrons de 50 MeV et de 20 MeV ; la courbe tiretée représente le comportement estimé de ε_E.*

Afin d'obtenir le comportement réel de l'efficacité ε_E il ne nous reste plus qu'à examiner l'influence réflectrice,sur les neutrons s'échappant de la sphère,de la protection située autour du détecteur.

III.5. *Estimation de l'efficacité ε_E de notre détecteur, avec sa protection, pour des neutrons de haute énergie*

Dans l'Annexe A, nous avons aussi développé un modèle très simple nous permettant d'estimer l'influence réflectrice de la protection du détecteur sur les neutrons non capturés, c'est-à-dire, finalement, sur l'efficacité ε_E de détection des neutrons. La figure 7 représente l'estimation de cette efficacité ε_E pour des neutrons dont l'énergie est inférieure ou égale à 50 MeV, la dissymétrie,dans la zone hachurée représentant les incertitudes, est due à ce que systématiquement les hypothèses de calculs ont été choisies d'une manière pessimiste afin d'obtenir une valeur plancher de l'efficacité de détection ε_E.

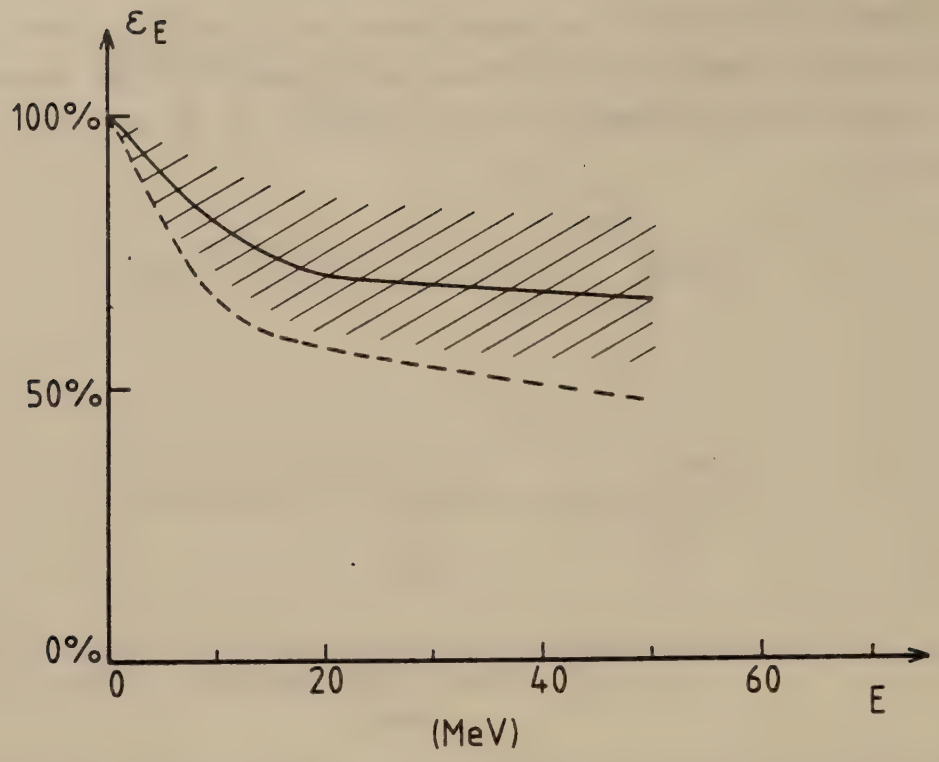


Fig. 7 : *Efficacité ε_E du détecteur de neutrons avec sa protection ; la courbe continue représente cette efficacité en fonction de l'énergie des neutrons ; la partie hachurée représente la zone d'incertitude de ε_E ; la courbe tiretée représente, à titre de comparaison, l'efficacité ε_E du détecteur sans sa protection.*

Il est intéressant de tester expérimentalement le comportement de ε_E : c'est ce qui est fait, du moins partiellement, dans ce qui suit avec des mesures faites à l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay (AL 60) sur le deutérium.

III.6. *Section efficace du deutérium et efficacité neutronique du détecteur*

A l'AL60 de Saclay, la comparaison des mesures photoneutroniques obtenues avec une cible nucléaire de C_6D_6 et avec une cible nucléaire de C_6H_6 a permis d'obtenir la section efficace du deutérium ceci jusqu'à une énergie d'excitation d'environ 20 MeV. Le principe de mesure utilisé à L'AL 60, légèrement différent de celui de l'ALS, a été décrit dans les références [2] et [3] et a été résumé succinctement au chapitre III.

La section efficace expérimentale de photodésintégration ainsi obtenue, dans la plage d'énergie de photons de 6 à 21 MeV est montrée figure 8.

Sur cette figure est également représentée, en trait continu de 10 à 20 MeV, la section efficace théorique de Partovi [7] représentée par la formule de Bethe et Peierls [8] :

$$\sigma_D(E) = 62{,}4 \frac{(E - 2{,}225)^{3/2}}{E^3} \text{ mb}$$

dans laquelle la constante 62,4 a été calculée en utilisant 1,7 fm pour la portée effective de l'état triplet tirée des données de diffusion proton-neutron à basse énergie [9].

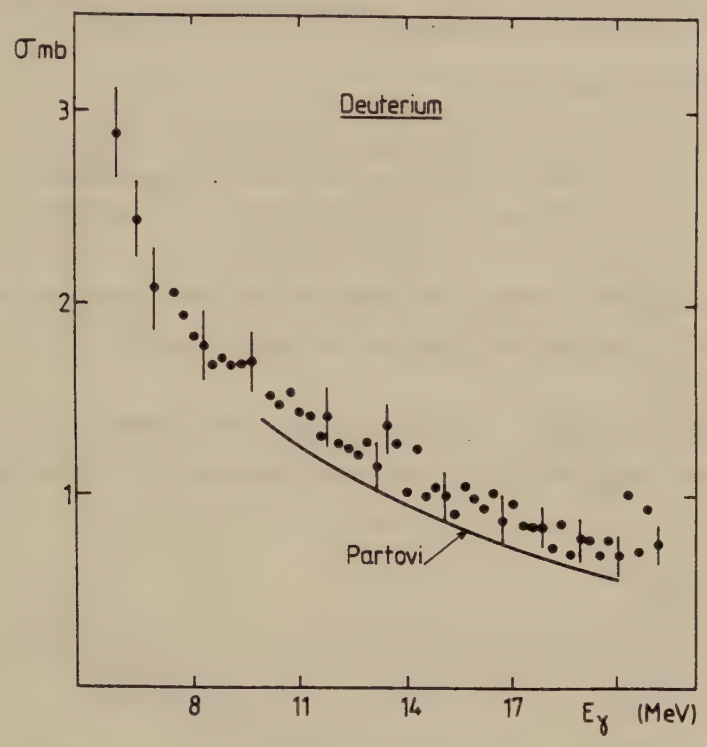


Fig. 8 : *Section efficace de photodesintégration du deutérium. La courbe continue représente les prévisions théoriques de Partovi* [7].

Nos résultats expérimentaux, compte tenu de leurs précisions, bien que systématiquement légèrement supérieurs d'environ 10 %, sont en accord avec les prévisions de Partovi [7].

Afin de pouvoir relier ces résultats expérimentaux et l'efficacité ε_E du détecteur de photoneutrons, il est nécessaire de considérer la validité du modèle de Partovi et de connecter l'énergie E_n des neutrons émis à l'énergie E_γ des photons responsables de la photodésintégration du deutérium : c'est ce qui est entrepris ci-dessous.

En ce qui concerne le premier point, les mesures de 1971 et de 1973 de Weissman et al.[10] et de Baglin et al [11], sur la photodesintégration du deutérium, sont inférieures d'environ 20 % aux prévisions théoriques de Partovi [7] ; par contre, des mesures plus récentes de Ahrens et al. [12], par la méthode d'absorption totale, et de Saskatoon [13], utilisant des photons virtuels, sont en parfait accord avec ces calculs, et, actuellement, il est admis que les prévisions théoriques de Partovi représentent bien la section efficace de photodesintégration du deutérium.

Pour le deuxième point il est possible [14] par de simples considérations de conservation d'énergie et de quantité de mouvement d'obtenir la relation entre l'énergie E_γ du photon responsable de la photodésintégration du deutérium, l'énergie E_n du neutron émis et l'angle d'émission θ du neutron par rapport à la direction des photons incidents, ceci dans le système du laboratoire.

A partir de cette relation

$$E_\gamma = \frac{E_n\left[1+(M_n-B_n)/M_p\right]+B_n\left[1-(B_n/(2M_p))\right]}{1-(E_n+B_n)/M_p+\left[E_n(E_n+2M_n)\right]^{1/2}\cos\theta/M_p}$$

(avec : M_n et M_p respectivement les masses des neutrons et des protons
B_n le seuil de désintégration du deutérium)

on obtient aisément la figure 9 donnant, pour une énergie E_γ fixée, l'énergie E_n du neutron à divers angles θ, ceci pour une énergie E_γ inférieure ou égale à 20 MeV.

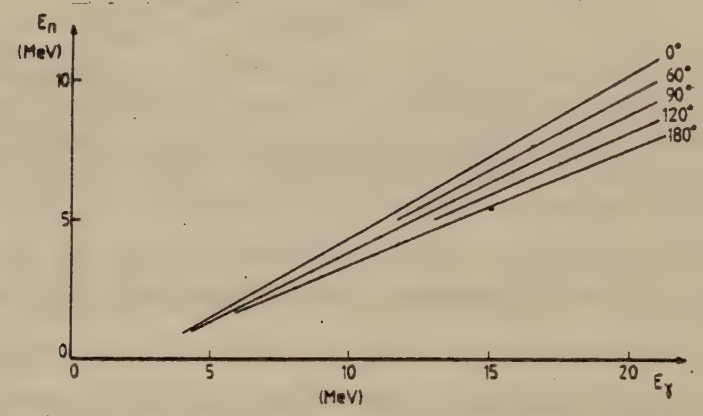


Fig. 9 : *Energie du neutron émis lors de la photodesintégration du deutérium en fonction de l'énergie des photons et de l'angle θ d'émission du neutron dans le système de laboratoire (θ = 0°, 60°, 90°, 120°, 180°)*

A titre d'exemple considérons le cas de la photodésintégration du deutérium par des photons de 20 MeV. Partovi [7] donne à cette énergie la section différentielle $I_o(\theta) = \delta\sigma/\delta\Omega$ pour les photoneutrons (Fig. 10) du deutérium.

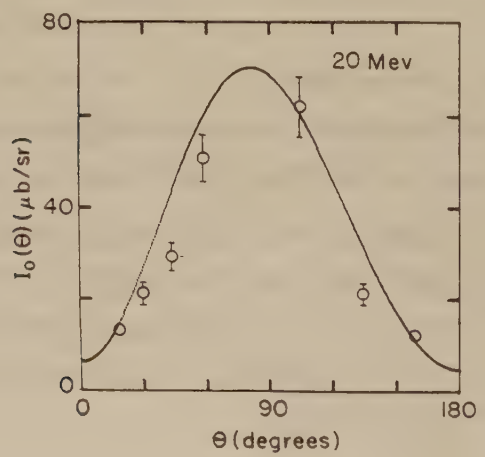


Fig. 10 : *Section efficace différentielle $I_o(\theta) = \delta\sigma/\delta\Omega$ de photodésintégration du deutérium pour des photons de 20 MeV.*

A partir de cette section efficace différentielle, en utilisant la symétrie de révolution et la figure 9 donnant l'énergie E_n du neutron pour un photon d'énergie E_γ, ceci en fonction de θ, on obtient le spectre des neutrons émis dans 4π par la photodésintégration du deutérium à 20 MeV (Fig. 11) : ce spectre est centré à 8,9 MeV et a une résolution à mi-hauteur d'environ ± 10 %.

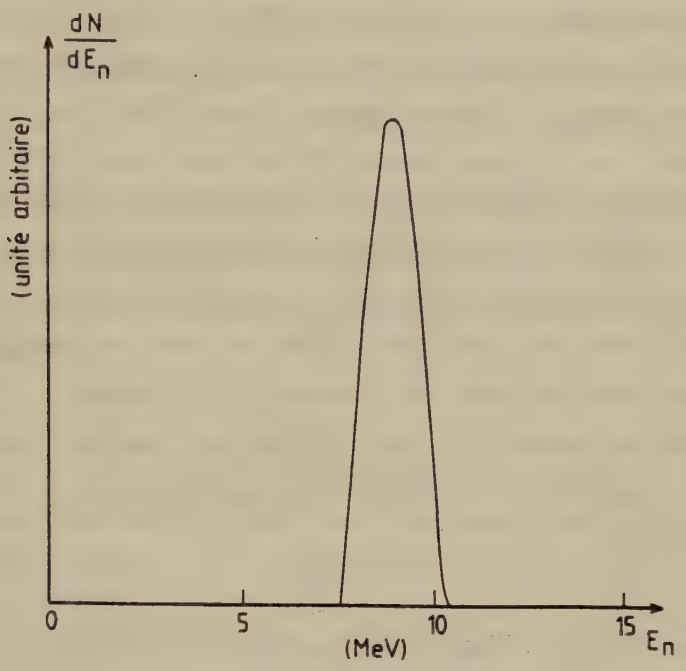


Fig. 11 : *Spectre énergétique des photoneutrons émis par le deutérium pour des photons de 20 MeV.*

On peut donc considérer que, à des photons monochromatiques d'énergie E_γ correspond dans le cas de la photodésintégration du deutérium, des neutrons quasi monoénergétiques d'énergie moyenne $E_n \sim (E_\gamma - B_n)/2$ et de résolution à mi-hauteur d'environ ± 10 %.

La figure 8 permet de comparer, dans la plage d'énergie des photons de 10 à 20 MeV, ce qui correspond à la plage d'énergie des neutrons de 4 à 9 MeV, les résultats expérimentaux sur le deutérium et les prévisions de Partovi. Compte tenu :

1) que les résultats expérimentaux ont été obtenus en utilisant comme efficacité $\varepsilon = \varepsilon_{Cf} = \varepsilon_o \times \varepsilon_{\bar{E}=2,17\ MeV}$, ceci quelle que soit l'énergie des neutrons,

2) que la comparaison de ces résultats expérimentaux et des calculs de Partovi sont en bon accord pour des énergies de neutrons de 4 à 9 MeV, (si on considère comme significatif le fait que, les résultats expérimentaux sont très légèrement supérieurs aux prévisions de Partovi, ceci entraîne que l'efficacité réelle de détection est très légèrement supérieure à l'efficacité mesurée avec la source de neutrons du californium , ce qui est contraire au fait que l'énergie des neutrons est supérieure à 2 Mev 17),

on peut décuire que ε_E est, pour l'installation photoneutronique de l'AL 60 avec sa protection, pratiquement constant dans la plage d'énergie de neutrons de 0 à

10 MeV. Les installations photoneutroniques de l'AL 60 et l'ALS 600 étant très similaires on peut affirmer que cette quasi constante de ε_E pour des neutrons de 0 à 10 MeV est également valable pour l'ALS 600. Ceci est contradictoire avec le comportement de ε_E détecteur "nu" (Fig. 6) qui varie de 1 à 0,66 pour des neutrons de 0 à 10 MeV, mais par contre ceci est en excellent accord avec la borne supérieure de ε_E détecteur + protection (Fig. 7) qui ne varie que de quelques % pour des neutrons variant de 0 à 10 MeV et, en conséquence, le modèle développé en Annexe A est, du moins partiellement, justifié.

Toute l'étude qui précède suppose l'existence d'une source de neutrons monoénergétiques, ce qui n'est pas expérimentalement le cas puisque la source des neutrons dans nos expériences est la cible photonucléaire(constituée par le corps lourd étudié) qui émet des neutrons ayant un spectre énergétique continu. C'est pourquoi le paragraphe suivant est consacré à l'étude de l'efficacité de détection des neutrons provenant d'interactions photonucléaires sur des corps lourds et à l'étude de l'influence de cette efficacité sur les événements de haute multiplicité neutronique.

IV. Etude de l'efficacité du détecteur pour des réactions photoneutroniques

IV.1. *Efficacité et réactions photoneutroniques*

Il est bien connu que, dans le cadre d'un modèle d'évaporation pure, la multiplicité neutronique moyenne, des événements photonucléaires du type (γ,in) dans lesquels i neutrons sont émis, augmente, du moins pour les corps moyens et lourds, avec l'énergie des photons. La figure 12 présente schématiquement les sections efficaces partielles d'un tel modèle : lorsque l'énergie des photons (qui est aussi l'énergie d'excitation du noyau composé) augmente, l'énergie totale cinétique emportée par les neutrons croît ; mais le fait, que la multiplicité neutronique augmente également, entraîne que l'énergie moyenne cinétique emportée par chaque neutron d'évaporation reste égal à environ 2 MeV, ceci quelle que soit l'énergie des photons. Evidemment, ce modèle suppose implicitement qu'il n'y a pas émission de neutrons avant la formation du noyau composé.

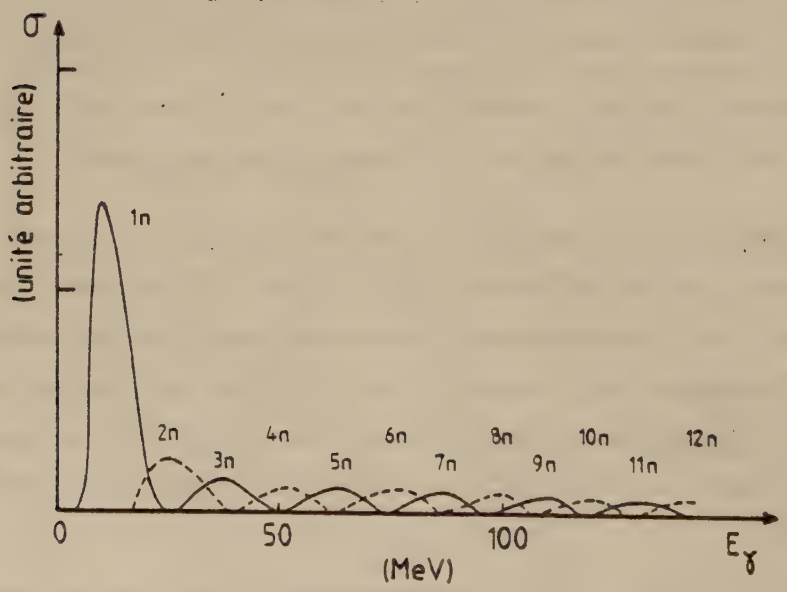


Fig. 12 : *Représentation schématique des sections efficaces partielles (γ,in) pour un corps moyen ou lourd dans le cadre d'un modèle d'évaporation pure.*

Un modèle récent, beaucoup plus élaboré est celui de Chang et Wu [15] : ils supposent que le mécanisme d'absorption pour des réactions photonucléaires produites par des photons dont l'énergie est comprise entre 30 et 100 MeV, est bien décrit par le modèle du quasi deutéron. Un état initial 2 particules - 2 trous (dans le modèle des excitons) est d'abord créé, puis un processus consécutif à lieu dans lequel une série d'interactions à 2 corps crée progressivement des états de plus en plus compliqués jusqu'à un état final d'équilibre (état du noyau composé). Durant chaque état du prééquilibre des neutrons ou des protons peuvent être émis avec des énergies cinétiques moyennes élevées, tandis que l'état final d'équilibre se désexcite lui par émissions de neutrons d'évaporation (environ 2 MeV). Ces auteurs ont étudié, dans le cas du plomb, pour diverses énergies d'excitation E_γ, l'énergie cinétique moyenne $\bar{E}_n$ des neutrons émis : les résultats obtenus sont donnés Table 1.

Table 1

Energie cinétique moyenne $\bar{E}_n$ des neutrons émis dans une réaction photonucléaire sur le plomb en fonction de l'énergie E_γ des photons dans le cadre du modèle de Chang et Wu [15].

E_γ (MeV)	$\bar{E}_n$ (MeV)
30	1,47
40	1,59
50	1,69
60	1,78
70	1,88
80	1,98
90	2,08
100	2,17

Dans ce modèle, pour le plomb, dans la plage d'énergie de 30 à 100 MeV, l'énergie cinétique moyenne des neutrons émis est voisine de 2 MeV.

En conséquence, à la fois par le modèle simpliste d'évaporation et par le modèle plus élaboré de Chang et Wu [15] nous obtenons des énergies moyennes de neutrons émis, voisines de 2 MeV ceci pour des photons d'énergie inférieure à 140 MeV : il est donc parfaitement justifié de mesurer l'efficacité de notre détecteur au moyen de la source de neutrons du californium qui donne des neu-

trons d'énergie moyenne 2,17 MeV et de supposer ensuite que cette efficacité ε_{Cf} est valable pour les réactions photonucléaires sur les corps moyens et lourds, ceci quelle que soit l'énergie des photons inférieure à 140 MeV.

On peut également vérifier, a postériori, l'influence de l'hypothèse de la constance de l'efficacité en fonction de l'énergie des neutrons, sur la détermination de nos sections efficaces. Dans un chapitre ultérieur, nous verrons que dans le cas du plomb, pour une énergie photon de 70 MeV, nous obtenons en moyenne, par interaction photonucléaire :

- 0,62 neutron rapide d'énergie cinétique moyenne 20 MeV ;
- 4,19 neutrons d'évaporation d'énergie cinétique moyenne 2,4 MeV :

soit une énergie cinétique totale moyenne de 4,5 MeV par neutron émis, ce qui est évidemment supérieur à l'énergie de 2 MeV précédemment trouvée par le modèle d'évaporation et par le modèle de Chang et Wu [15]. Néanmoins, d'après la figure 7, la probabilité ε_E du détecteur avec sa protection est de 94 % et 97 % respectivement pour des neutrons de 4,5 MeV et des neutrons de 2 MeV 17 ; soit une différence de 3 % entre l'efficacité $\varepsilon = \varepsilon_o \times \varepsilon_{\bar{E}=4,5\ MeV}$ pour l'énergie moyenne des neutrons et l'efficacité $\varepsilon_{Cf} = \varepsilon_o \times \varepsilon_{\bar{E}=2,17\ MeV}$ pour la source de neutrons de californium ; cet écart entre ε et ε_{Cf}, compte tenu de l'erreur de mesure expérimentale sur ε_{Cf} voisine de 1 %, est inférieur ou égal à 3 %, ce qui justifie, a posteriori, le fait d'avoir choisi dans nos traitements de données $\varepsilon = \varepsilon_{Cf} \pm 3$ % ceci quelle que soit l'énergie des photons monochromatiques compris entre 30 et 140 MeV.

Une autre difficulté est que, comme il est expliqué dans l'Annexe A, des neutrons s'échappant du détecteur peuvent réagir avec la protection de plomb entourant la sphère et donner des réactions (n,in) avec $i \geqslant 1$ dont, on peut éventuellement détecter plusieurs neutrons : ce phénomène peut, par conséquent, fausser l'étude de la multiplicité des réactions photonucléaires. Mais comme :

1) ce phénomène n'est sensible que pour des neutrons initiaux d'énergie supérieure à 20 MeV (voir Annexe A),
2) les effets de ce phénomène sur ε_E restent compris dans la zone d'incertitude de ε_E (voir Annexe A), du moins pour des neutrons d'énergie inférieure à 50 MeV,
3) dans les réactions photonucléaires, sur les corps moyens et lourds, l'énergie moyenne des neutrons émis est faible et le nombre moyen de neutrons rapides émis par interaction nucléaire est petit,

les perturbations dues à ce phénomène sur la multiplicité neutronique mesurée des réactions photonucléaires sont parfaitement négligeables.

Enfin, comme il sera montré dans les chapitres suivants, les effets des im-

précisions de ε sur nos sections efficaces mesurées sont négligeables devant les effets des imprécisions sur le paramètre "R" mesurant l'affinité entre les spectres de rayonnement de freinage de l'hydrure de lithium et du cuivre, et devant les imprécisions statistiques.

Nous allons maintenant étudier l'influence de cette efficacité ε, supposée constante et égale à ε_{Cf} quelle que soit l'énergie E_γ des photons, sur la détection des événements de haute multiplicité neutronique.

IV.2. *Efficacité ε de détection et événements de haute multiplicité neutronique*

Comme il a été déjà dit, la multiplicité neutronique des réactions photonucléaires sur les corps lourds augmente lorsque E_γ croît : c'est ainsi que l'on a pu mesurer (voir Annexe H), dans le cas du plomb, des événements de multiplicité neutronique 11 pour des photons d'énergie voisine de 130 MeV. D'autre part, il sera montré que les divers seuils des réactions (γ,in), avec i compris entre 3 et 11 pour le plomb, ont été mesurés et sont en bon accord avec les prévisions théoriques, ce qui est une nouvelle preuve, a posteriori, de la validité de nos hypothèses sur ε. (Il en est de même pour les autres corps moyens et lourds étudiés).

Le but de ce qui suit est de montrer l'influence de ε, supposé constant quelle que soit E_n, sur la détection des événements neutroniques de multiplicité élevé i. Soit S_i le nombre des événements neutroniques de multiplicité i ; soit E_j le contenu de l'échelle qui compte les événements dont j neutrons sont détectés ; la relation reliant S_i et E_j est donnée par :

$$E_j = \sum_{i \geqslant j} C_i^j \, \varepsilon^j (1-\varepsilon)^{i-j} \, S_i$$

avec

$$C_i^j = \frac{i!}{j!(i-j)!} .$$

Soit, si (E) et (S) sont les matrices colonnes des E_i et des S_j, la relation matricelle entre (E) et (S) donnée par

$$(E) = (A)(S)$$

dans laquelle (A) est une matrice triangulaire dont les premiers termes sont donnés à titre d'exemple dans le tableau 2.

Tableau 2

Représentation des premiers termes de la matrice (A) reliant la matrice colonne (S) du nombre des événements neutroniques à la matrice colonne (E) du contenu des échelles neutroniques.

S_i \ E_i	0	1	2	3	4	...
0	1	0	0	0	0	...
1	$1-\varepsilon$	ε	0	0	0	...
2	$(1-\varepsilon)^2$	$2\varepsilon(1-\varepsilon)$	ε^2	0	0	...
3	$(1-\varepsilon)^3$	$3\varepsilon(1-\varepsilon)^2$	$3\varepsilon^2(1-\varepsilon)$	ε^3	0	
4	$(1-\varepsilon)^4$	$4\varepsilon(1-\varepsilon)^3$	$6\varepsilon^2(1-\varepsilon)^2$	$4\varepsilon^3(1-\varepsilon)$	ε^4	...
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....

Dans le cas hypothétique où il n'existe qu'un seul type d'événements S_i la relation entre S_i et E_j avec $j \leqslant i$ est donnée par

$$E_j = C_i^j \, \varepsilon^j \, (1-\varepsilon)^{i-j} \, S_i .$$

A titre d'exemple, prenons $\varepsilon = 0{,}5$ et représentons sur la figure 13 la répartition du contenu des échelles E_j correspondante au cas où il n'y a que des événements S_4, S_5, S_6 ou S_7 ; cette figure montre que même dans ce cas idéal d'événements neutroniques de multiplicité unique il est difficile, vu la similitude des courbes de distribution du contenu des échelles E_j, de déterminer la multiplicité i des événements S_i.

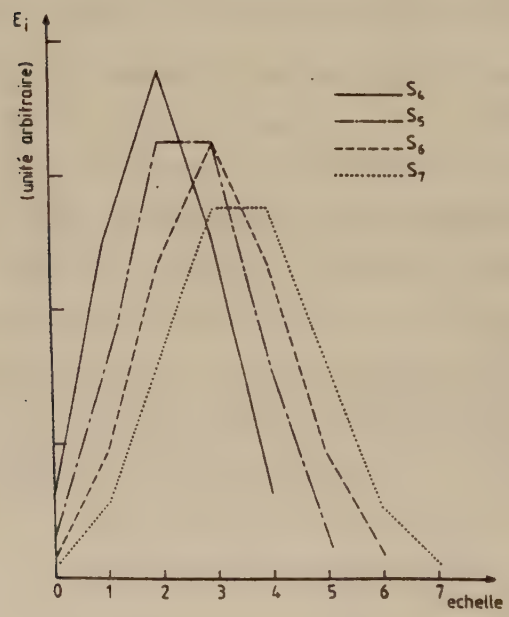


Fig. 13 : *Courbes de répartition du contenu des échelles E_j pour des événements S_i de multiplicité unique (avec ici i=4, 5, 6 ou 7). L'efficacité ε de détection des neutrons est supposée égale à 0,5.*

La figure 14, elle, présente, toujours à titre d'exemple, la répartition du contenu des échelles E_j dans le cas hypothétique où il n'y a que des événements du type S_5 avec pour efficacité $\varepsilon = 0,5$ ou $\varepsilon = 0,5 + 3\ \% \times 0,5 = 0,515$. Cette figure montre qu'un écart de 3 % sur l'efficacité ε a une influence négligeable sur la répartition du contenu des échelles E_j, ce qui avait déjà été mentionné auparavant.

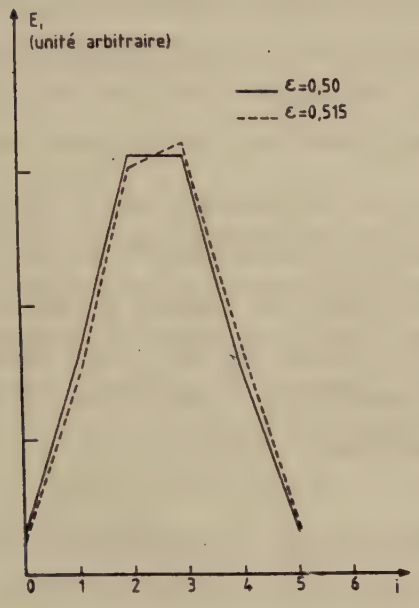


Fig. 14 : *Courbe de répartition du contenu des échelles E_j pour des événements de multiplicité unique S_5 et pour $\varepsilon = 0,5$ et $0,515$.*

Les deux exemples précédents, malgré l'insensibilité relative du contenu des échelles E_j aux erreurs sur ε, montrent que, dans le cas réel des réactions photonucléaires, où la multiplicité des événements à une énergie d'excitation E_γ donnée, n'est pas unique et, où la distribution du contenu des échelles E_j de comptage est obtenue, à chaque énergie, par différence de 2 mesures (l'une faite avec une cible d'annihilation de LiH, l'autre faite avec une cible d'annihilation de cuivre), la détermination du nombre des événements neutroniques S_i à partir du contenu des échelles E_j est un problème très délicat.

Une autre difficulté majeure expérimentale, qui complique encore le problème, est l'existence de divers bruits de fond qui implique la nécessité de les éliminer par divers procédés (physique ou électronique) ou de corriger leurs effets. C'est ce qui est développé dans le paragraphe suivant.

V. Les bruits de fond

L'inconvénient majeur d'un détecteur comme le nôtre est sa grande sensibilité aux divers bruits de fond. Nous avons pu classer ces bruits de fond en cinq catégories :

a) Le bruit BF'_o électronique (bruit d'obscurité des photomultiplicateurs

:PM) : il a été fortement diminué par des coïncidences entre groupes de PM ainsi que par une discrimination en amplitude éliminant les impulsions de hauteur inférieure à un certain niveau ;

b) le bruit ambiant BF''_o : ses origines principales sont les rayons cosmiques et la radioactivité naturelle des matériaux entourant le détecteur. Les signaux provenant des rayons cosmiques, en général de très grande amplitude, ont été réduits considérablement par des anti-coïncidences à seuil haut entre groupes de PM. Il reste alors pour ces deux premiers types de bruit, une contribution $BF_o = BF'_o + BF''_o$ constante en fonction du temps.

Ce bruit de fond BF_o est fortement réduit par la protection du détecteur, constituée, rappelons-le, par, de l'intérieur vers l'extérieur, 10 cm de plomb, 5 cm de mélange de lithium araldite et 40 cm de bois. Le nombre d'impulsions de ce type de bruit BF_o passant dans la première porte de 25 µsec, est mesuré en ouvrant une deuxième porte de 25 µsec située à environ 0,7 ms après la 1ère porte dans laquelle est compté le signal "photoneutrons" (Fig. 3).

La figure 15 donne l'efficacité ε de notre système de détection et le bruit BF_o associé, mesurés (avec les circuits de coïncidences appropriés et un seuil haut fixe), en fonction du seuil bas, ceci pour une source de neutrons de californium.

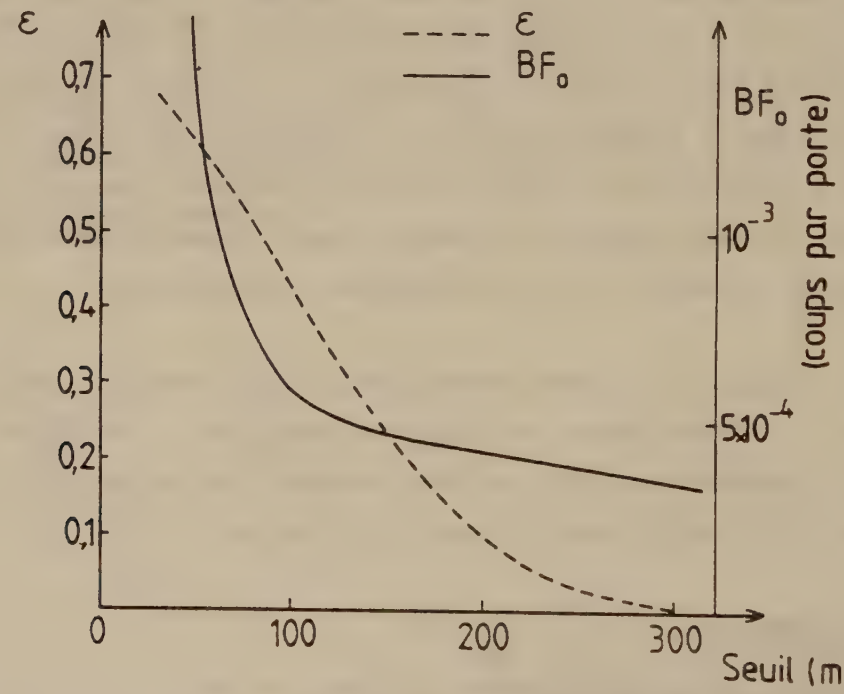


Fig. 15 : *Efficacité ε_{Cf} de notre détecteur pour une source de neutrons de californium et bruit de fond BF_o mesurés en fonction du seuil bas des discriminateurs d'amplitudes électroniques.*

c) Le bruit BFQ, provenant des interactions photonucléaires du faisceau de photons dans la collimation précédant le détecteur à scintillateur liquide, dépend de l'énergie et du nombre de photons d'annihilation et de rayonnement de freinage, donc du nombre et de l'énergie des charges e^+ arrivant sur le capteur de Faraday.

Nous avons vérifié par plusieurs expériences, qu'aucune partie de BFQ ne provenait d'interactions (γ,in) sur le cylindre central du détecteur de neutrons et que le faisceau de γ à la sortie de la sphère avait un diamètre < 4,5 cm, donc bien inférieur au diamètre 10 cm du cylindre creux qui traverse le scintillateur liquide dans lequel on place la cible étudiée (voir chapitre III).

d) Le faisceau de positons de l'accélérateur linéaire, incident sur le capteur de Faraday crée un bruit de fond BFT de neutrons plus ou moins rapides. Le capteur de Faraday étant entouré d'une protection très importante (20 cm de bois, une feuille de cadmium, 10 cm de plomb, 1 m à 1m50 de béton) et le détecteur de neutrons ayant lui-même sa propre protection, on peut montrer (voir Annexe B) que l'effet cumulé de ces deux protections représente un facteur d'atténuation du bruit de fond, formé dans le capteur de Faraday et vu par notre détecteur, d'environ 10^8.

Une quantité proportionnelle à BFT + BFQ est déterminée pour chaque mesure neutronique grâce à un détecteur auxiliaire, constitué par un détecteur de trifluorure de bore (BF_3) entouré d'un ralentisseur de neutrons en bois, placé près du détecteur de neutrons. Le coefficient k de proportionnalité, entre l'information donnée par le moniteur de "BF_3" et les bruits de BFT + BFQ détectés par notre système, est déterminé dans une expérience préliminaire sans cible nucléaire : dans la première porte en temps de la figure 3, on compte alors BFT + BFQ + BF_o pour le scintillateur liquide et k(BFT + BFQ) pour le moniteur, d'où k puisque BF_o est mesuré dans la deuxième porte de comptage.

e) Le bruit dû aux γ diffusés par la cible. Ce bruit a été éliminé par un décalage de la première porte en temps de 0,6 µs après la fin de la "bouffée" γ (fig. 3).

Il est à remarquer que l'efficacité ε et les divers bruits de fond BF_o et (BFT + BFQ) sont fonction du seuil bas du discriminateur d'amplitude ; si on baisse ce seuil ε, BF_o et BFT + BFQ ont des valeurs qui augmentent. En conséquence il faut choisir un compromis entre une valeur élevée de ε et un bruit de fond global raisonnable. Expérimentalement on trouve que, pour un temps donné, les erreurs statistiques sont rendues minimales pour une efficacité optimum comprise entre disons

50 % et 65 %, la valeur de cette efficacité optimale pouvant dépendre du corps étudié, de l'énergie des photons et de l'intensité du faisceau. C'est pourquoi la chaîne électronique ramenant les informations des photomultiplicateurs du détecteur de neutrons a été triplée, chacune des 3 voies ayant un seuil bas différent, ce qui permet d'obtenir 3 efficacités différentes simultanées réglées généralement à 50, 55 et 60 % : l'utilisation des résultats simultanés ainsi obtenus permet d'affiner et de fiabiliser nos mesures.

Après avoir présenté , au chapitre III, la méthode d'obtention des photons quasi monochromatiques et dans le présent chapitre, avoir étudié le détecteur de neutrons,nous allons consacrer le chapitre suivant à l'analyse des mesures expérimentales et à l'obtention des sections efficaces photonucléaires.

Références

[1] F. Reines, C.L. Cowan, F.B. Harrisson et D.S. Carter, Rev. Sci. Instr. 25 (1954) 1061.
B.C. Diven, H.C. Martin, R.F. Taschek et J. Terrell, Phys. Rev. 101 (1956) 1012.
J. Frehaut, J. Gauriau, M. Labat, J. Perchereau et M. Soleilhac, J. Phys. 29 (1968) 157.
V.J. Ashby, H.C. Catron, L.L. Newkirk et J.C. Taylor, Phys. Rev. 111 (1958) 616.
D.S. Mather, P. Fieldhouse et A. Moat, Phys. Rev. 133 (1964) 1403.
M. Vastel, Thèse de 3ème cycle (Université de Paris, 1963).
[2] H. Beil et al. N.I.M. 67 (1969) 293.
[3] A. Veyssiere, Thèse, Université de Bordeaux I (1971).
[4] J.B. Parker et al. N.I.M. 60 (1968) 7.
[5] J. Poitou et al. Note C.E.A. n° 1282 (1970).
[6] J. Poitou et al. N.I.M. 114 (1974) 113.
[7] F. Partovi, Ann. Phys. 27 (1964) 79.
[8] H.A. Bethe et al., Proc. Roy. Soc. A148 (1935) 146.
[9] B. Ziegler et al., Communication privée.
[10] B. Weissman et al., Nucl. Phys. A174 (1971) 129.
[11] J.E.E. Baglin et al. Nucl. Phys. A201 (1973) 593.
[12] J. Ahrens et al., Phys. Lett. 52B (1974) 49.
[13] D.M. Skopik et al., Phys. Rev. C9 (1974) 531.
[14] N.K. Sherman, N.I.M. 79 (1970) 197.
[15] J.R. Wu and C.C. Chang, Phys. Rev. C16 (1977) 1812.
J.R. Wu and C.C. Chang, Communication privée.

Chapitre 5

EXPLOITATION DES DONNEES EXPERIMENTALES

I. Généralités

La figure 1 représente schématiquement les éléments essentiels de l'installation utilisée lors des expériences photonucléaires faites en salle de basse énergie (BE) de l'accélérateur linéaire de Saclay (ALS 600).

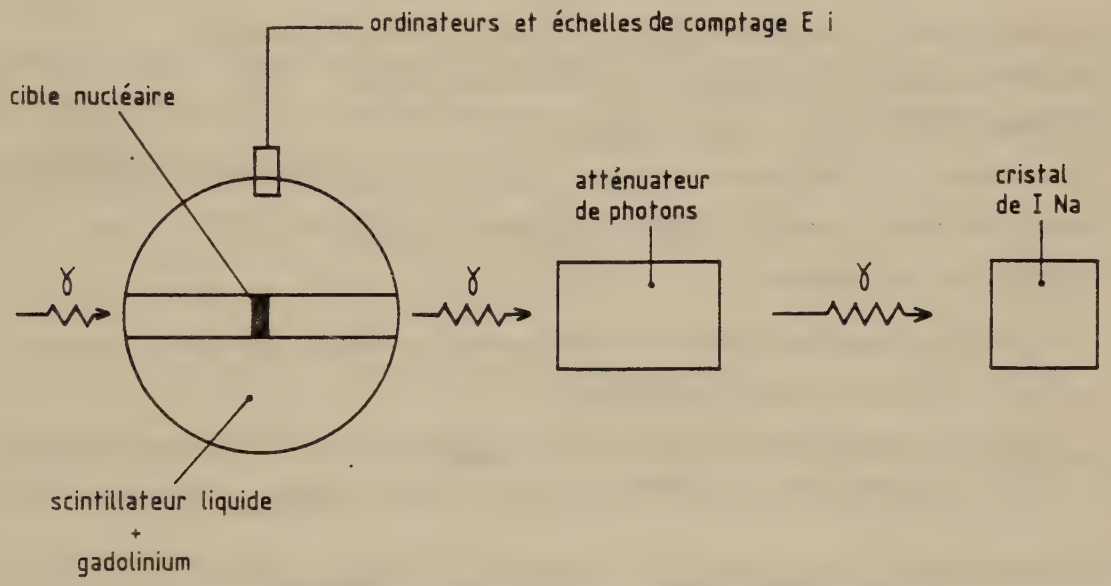


Fig. 1 : *Schéma de principe de l'installation photonucléaire de la salle de basse énergie (BE) de l'ALS 600.*

Un faisceau pulsé de photons quasi-monochromatiques (cf Chapitre 3), crée des interactions photonucléaires dans la cible à étudier située au centre du détecteur de photoneutrons (cf Chapitre 4) dont l'efficacité de détection ε est supposée constante en fonction de l'énergie des neutrons. Les informations des photomultiplicateurs de ce détecteur sont recueillies, par l'intermédiaire d'une électronique ayant un temps mort fixe τ, par un ordinateur PDP8 de chez Digital Equipment. Grâce à la nature pulsée du faisceau, il est possible (cf Chapitre 4) :

- dans une première porte de comptage de mesurer un signal de multiplicité i correspondant à un événement nucléaire de multiplicité neutronique k dont j neutrons sont détectés et à des bruits de fond de multiplicité ℓ. (On a alors la relation

$i = j + \ell$) ;

- dans une deuxième porte, de mesurer, avec sa multiplicité, le bruit de fond ambiant BF_o.

Quant au bruit de fond lié au faisceau de photons, sa détermination est obtenue au moyen d'un détecteur BF_3 auxiliaire (cf Chapitre 4). Enfin, les photons, n'ayant pas interagi avec la cible à étudier, sont, après passage dans un atténuateur, détectés par un cristal de INa (8" × 12") qui permet d'obtenir la forme des spectres de photons utilisés et le nombre de photons quasi monochromatiques incidents sur ce cristal. Le rôle de l'atténuateur est, en évitant des phénomènes d'empilement sur le cristal, de permettre la mesure *simultanée* des données concernant les neutrons et les photons.

Les informations expérimentales sont donc :

- la nature et l'épaisseur en g/cm^2 de la cible à étudier
- l'efficacité ε du détecteur de photoneutrons
- le temps mort τ de l'électronique
- la nature et l'épaisseur en g/cm^2 de l'atténuateur (généralement du carbone)
- pour la cible d'annihilation d'hydrure de lithium (LiH) et pour la cible d'annihilation de cuivre :
  - . les informations neutroniques, avec leur multiplicité, obtenues dans la 1ère et la 2ème porte de comptage
  - . les informations sur les photons (flux et formes des spectres)
  - . les informations du détecteur auxiliaire (BF_3).

Le but de ce chapitre est d'expliciter la méthode d'obtention des sections efficaces photoneutroniques des corps moyens et lourds, pour des photons d'énergie comprise entre 30 et 140 MeV, à partir des informations expérimentales mentionnées précédemment. Tout d'abord, nous définirons dans le paragraphe suivant les sections efficaces photoneutroniques utilisées dans nos traitements de données.

II. Définition des sections efficaces photoneutroniques $\sigma^{(i)}$

Supposons, le cas idéal, d'une expérience sans bruit de fond, sans empilement d'aucune sorte, sans temps mort de l'électronique, qui, pour un nombre de photons monochromatiques Γ_M donne des événements S_i de multiplicité neutronique i. Supposons, d'autre part, que l'efficacité neutronique de notre détecteur, supposée constante quelle que soit l'énergie des neutrons, soit ε. Alors comme déjà décrit précédemment, le caractère pulsé du faisceau et le ralentissement différent des

neutrons, nous permet d'écrire le contenu E_j d'une échelle de multiplicité j, en fonction des événements S_i, de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
E_1 &= K_{11}\,S_1 + K_{12}\,S_2 + K_{13}\,S_3 + K_{14}\,S_4 + \ldots \\
E_2 &= \qquad K_{22}\,S_2 + K_{23}\,S_3 + K_{24}\,S_4 + \ldots \\
E_3 &= \qquad\qquad K_{33}\,S_3 + K_{34}\,S_4 + \ldots \\
E_4 &= \qquad\qquad\qquad K_{44}\,S_4 + \ldots \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}$$

avec

$$K_{xy} = \frac{y!}{(y-x)!\,x!}\,\varepsilon^x(1-\varepsilon)^{y-x}$$

ce qui peut encore s'écrire : $[E] = [\varepsilon]\,[S]$ où $[\varepsilon]$ est une matrice triangulaire d'élément K_{xy}.

Expérimentalement nous mesurons la matrice [E] et en conséquence nous pouvons en déduire théoriquement [S] par la relation $[S] = [\varepsilon]^{-1}\,[E]$, de façon à pouvoir définir les sections efficaces $\sigma(\gamma,\text{in}\ldots)$

$$\sigma(\gamma,\text{in}\ldots) \sim \frac{S_i}{\Gamma_M}$$

avec

$$\sigma(\gamma,\text{in}\ldots) = \sigma(\gamma,\text{in}) + \sigma(\gamma,\text{inp}) + \sigma(\gamma,\text{in}\alpha) + \ldots$$

(c'est-à-dire que $\sigma(\gamma,\text{in}\ldots)$ est la somme des sections efficaces des processus où il y a émission de i neutrons).

Ceci semble très simple ; malheureusement, le calcul de [S] est équivalent à une déconvolution qui, comme il est bien connu, entraîne des oscillations parasites importantes [1].

A titre d'exemple, dans le cas $\varepsilon = 1/2$, nous allons résoudre le cas idéal, sans bruit de fond, sans empilement d'aucune sorte, sans temps mort de l'électronique, où le contenu des échelles de comptage est :

$$\begin{aligned}
E_1 &= 8000 \\
E_2 &= 1200 \\
E_3 &= 160 \\
E_4 &= 50 \\
E_5 &= 8
\end{aligned}$$

Si on suppose que le contenu E_i des échelles suit une loi poissonnienne, les valeurs 8 et 11 pour le contenu de E_5 sont équiprobables. ($\sqrt{8} \sim 3$).

On peut résoudre facilement la relation $[S] = [\varepsilon]^{-1} [E]$, puisque $[\varepsilon]$ est une matrice triangulaire, ceci pour $\varepsilon = 0,5$ et pour les deux cas $E_5 = 8$ et $E_5 = 11$. Les résultats ainsi obtenus sont présentés Table 1.

Table 1

Détermination des événements S_i dans le cas $\varepsilon = 0,5$ et pour $E_1 = 8000$, $E_2 = 1200$, $E_3 = 160$, $E_4 = 50$ et pour dans le 1er cas $E_5 = 8$ et dans le 2ème cas $E_5 = 11$.

	1er cas $E_5 = 8$	2ème cas $E_5 = 11$	$\frac{\Delta S_i}{S_i}$
S_1	11840	11870	+ 0,25 %
S_2	3760	3640	- 3,19 %
S_3	320	560	+ 75 %
S_4	160	- 80	- 150 %
S_5	256	352	+ 37,5 %

Cette table 1 montre que les effets oscillatoires [1] dus à une petite variation de E_5 sur les valeurs de S_1, S_2, S_3 et S_4 ont une telle amplitude qu'il est illusoire de vouloir obtenir des valeurs fiables et reproductibles pour les valeurs de S_i.

Si on définit maintenant $S^{(i)}$ et $\sigma^{(i)}$ par

$$S^{(i)} = \sum_{j=i} S_j$$

et par

$$\sigma^{(i)} = \sum_{j=i} \sigma(\gamma, jn...) \sim \frac{S^{(i)}}{\Gamma_M}$$

(c'est-à-dire que $\sigma^{(i)}$ représente la somme de toutes les sections efficaces où il y a au moins émissions de i neutrons) on peut, pour les mêmes valeurs de E_i, déterminer les $\sigma^{(i)}$ correspondants ; c'est ainsi qu'on détermine la table 2.

Table 2

Détermination des événements $S^{(i)}$ dans le cas $\varepsilon = 0,5$ et pour $E_1 = 8000$, $E_2 = 1200$, $E_3 = 160$, $E_4 = 50$ et pour dans le 1er cas $E_5 = 8$ et dans le 2ème cas $E_5 = 11$.

	1er cas $E_5 = 8$	2ème cas $E_5 = 11$	$\frac{\Delta S^{(i)}}{S^{(i)}}$
$S^{(1)}$	16336	16342	+ 0,04 %
$S^{(2)}$	4496	4472	- 0,53 %
$S^{(3)}$	736	832	+ 13,04 %
$S^{(4)}$	416	272	- 34,62 %
$S^{(5)}$	256	352	+ 37,5 %

Cette table 2 montre, indéniablement, que bien que les effets oscillatoires sur $S^{(i)}$, dus à la petite variation de E_5, persistent, leurs amplitudes sont beaucoup plus faibles.

C'est pourquoi nous avons cherché à déterminer plutôt que les sections efficaces $\sigma(\gamma,in...)$ (proportionnelles à S_i), les sections efficaces $\sigma^{(i)}$ (proportionnelles à $S^{(i)}$) qui, elles, sont déterminées avec une meilleure fiabilité et reproductibilité.

Les expressions de S_i et de $S^{(i)}$ en fonction de ε et des E_j sont (cf Annexe C)

$$S_i = \sum_{k=i} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon-1)^{k-i} C_k^i E_k$$

et

$$S^{(i)} = \sum_{k=i} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^k} \left[\sum_{j=0}^{j=i-1} (\varepsilon-1)^{k-j} C_k^j \right] \right\} E_k$$

et les expressions de $\sigma(\gamma,in...)$ et de $\sigma^{(i)}$:

$$\sigma(\gamma,in...) = \frac{A}{E_p \cdot \mathcal{N}} 10^{27} \times \frac{1}{att.} \frac{S_i}{\Gamma_M} \text{ mb}$$

$$\sigma^{(i)} = \frac{A}{E_p \cdot \mathcal{N}} 10^{27} \frac{1}{att.} \frac{S^{(i)}}{\Gamma_M} \text{ mb}$$

avec

A = numéro atomique du corps étudié

E_p = épaisseur de ce corps en g/cm^2

$\mathcal{N}$ = nombre d'Avogadro

Γ_M = nombre de photons monochromatiques incidents sur le cristal

att = coefficient d'atténuation des photons monochromatiques

= att 1 × att 2

où att 1 est l'atténuation des photons monochromatiques due à l'atténuateur compris entre le détecteur de neutrons et le cristal de INa (fig. 1) ;

où att 2 est due à la cible nucléaire à étudier (cf Annexe D).

III. Organigramme reliant le nombre des événements nucléaires créés par un faisceau de photons monochromatiques et le contenu des échelles de comptage électronique

Dans ce paragraphe nous avons l'intention de montrer comment on peut remonter du contenu des échelles E_i aux événements réels $S^{(j)}$ supposés créés par un faisceau monochromatique de photons interagissant avec la cible nucléaire.

La figure 2 représente les diverses étapes de l'acquisition des informations

Supposons une expérience faite avec des photons monochromatiques qui créent à l'intérieur de la cible nucléaire des événements S_i. Une première difficulté, se situant au niveau même de cette cible, est due aux "empilements d'événements" : il peut y avoir, par exemple, pour la même bouffée de photons, un événement 4n et un événement 2n qui globalement se comportent comme un événement 6n.

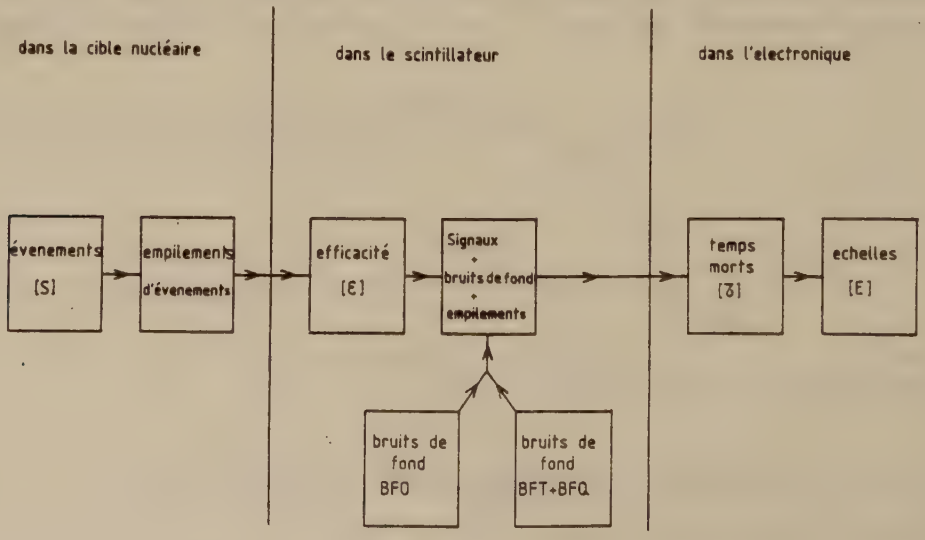


Fig. 2 : *Organigramme reliant le nombre des événements nucléaires S_i aux contenus des échelles de comptage E_i dans le cas de l'utilisation de photons monochromatiques (voir texte).*

Au niveau du détecteur de neutrons, les impulsions électroniques fournies par les photomultiplicateurs ont plusieurs origines. Tout d'abord, les neutrons des réactions photonucléaires sont détectés avec une certaine efficacité ε de détection : si I_i représente le nombre d'événements pour lesquels il a été détecté i neutrons, si [I] et [S] désignent, respectivement, les matrices associées à I_i et à S_j, on obtient la relation

$$[I] = [\varepsilon]\,[S].$$

Enfin, les événements détectés peuvent avoir été créés par des bruits de fond BF_0 ou BFT + BFQ. Ceci donne lieu au phénomène "empilement d'impulsions" : par exemple, un événement neutronique 7n dont 5 neutrons sont détectés (donc donnant 5 impulsions) et un signal BF_0 donnent globalement 6 impulsions pendant la porte en temps considérée. En conséquence, pendant la durée d'une porte en temps donnée, on peut avoir, les circonstances suivantes :

a) pas d'impulsions
b) i impulsions provenant de la capture de i neutrons d'un événement de multiplicité neutronique j (avec $j \geqslant i$)
c) des impulsions provenant du bruit de fond BF_0
d) des impulsions provenant des bruits de fond BFT + BFQ
e) des impulsions provenant d'empilements divers :
   - d'impulsions du type b) avec le type c)
   - ou d'impulsions du type b) avec le type d)
   - ou d'impulsions du type c) avec le type d).
   .....

Enfin ces diverses impulsions, provenant des photomultiplicateurs du détecteur de neutrons sont transmises, par une électronique, à des échelles de comptage E_i comptant le nombre de signaux de multiplicité i (avec i compris entre 1 à 15) détectés pendant la porte de comptage. Or cette électronique a un certain temps mort τ (généralement pris égal à 200 ns) qui fait que si 2 impulsions sont séparées par un temps inférieur à ce temps mort, ces deux impulsions sont comptées comme ne faisant qu'une. Si $[\tau]$ désigne la matrice temps mort, et si [E] désigne la matrice des E_i on obtient la relation

$$[E] = [\tau][I].$$

La matrice $[\tau]$ est une matrice triangulaire dont les termes ont été calculés par un programme de Monte-Carlo [2]. A titre d'exemple, la matrice $[\tau]$ pour un temps mort de 200 ns et pour des multiplicités comprises entre 1 et 10 est donnée par :

$$\begin{bmatrix}
1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0,02 & 0,98 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0,06 & 0,94 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0,13 & 0,87 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0,01 & 0,20 & 0,79 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0,03 & 0,27 & 0,70 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0,06 & 0,34 & 0,60 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,10 & 0,39 & 0,51 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,02 & 0,14 & 0,42 & 0,42 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,04 & 0,19 & 0,43 & 0,33
\end{bmatrix}$$

Ce qui précède nous a montré comment dans le cas d'expériences faites avec des photons monochromatiques, on passe des événements S_i au contenu des échelles E_j. En pratique il faut partir des E_j pour obtenir les sections efficaces de réactions photonucléaires. Les divers traitements à appliquer sont donc :

1) l'obtention de la matrice [I] par la relation $[I] = [\tau]^{-1}\ [E]$. La matrice τ étant triangulaire, ceci ne présente aucune difficulté particulière sinon un risque d'oscillation parasite dans l'obtention de [I] ;

2) corriger cette matrice [I] des impulsions provenant des divers bruits de fond BF_0 et BFT + BFQ en faisant intervenir les divers empilements possibles. Ceci est réalisé par une méthode itérative ;

3) l'obtention de la matrice [S] par la relation $[S] = [\varepsilon]^{-1}\ [I]$. Comme nous l'avons déjà vu, la matrice $[\varepsilon]$ étant triangulaire, ceci ne présente aucune difficulté si ce n'est, de nouveau, un risque certain d'oscillations parasites dans l'obtention des S_i ;

4) corriger la matrice [S] des empilements entre les divers S_i et S_j. Ceci est réalisé par une méthode itérative.

Théoriquement, ce qui vient d'être dit, nous permet d'obtenir les S_i, c'est-à-dire les sections efficaces $\sigma(\gamma,in...)$, à partir du contenu des échelles E_j. Pratiquement, afin de limiter les oscillations parasites et comme explicité dans le paragraphe précédent, ce sont les sections efficaces $\sigma^{(j)} = \sum_{i=j} \sigma(\gamma,in...)$, définies à partir des quantités $S^{(j)} = \sum_{i=j} S_i$, qui sont calculées.

L'examen de nombreux résultats expérimentaux a montré que ces résultats $\sigma^{(j)}$ présentent encore quelques oscillations parasites se traduisant entre autre, par le fait que certaines sections efficaces $\sigma(\gamma,in...) = \sigma^{(i)} - \sigma^{(i+1)}$ sont trouvées

négatives. Ceci nous a amené à mettre au point un procédé dit "d'antioscillation" qui consiste à imposer *la contrainte* que les sections efficaces $\sigma(\gamma,in...)$, (c'est-à-dire les quantités S_i), doivent être positives ou nulles. Par exemple si on reprend la table 1 du présent chapitre, on s'aperçoit que si S_4 est négatif, c'est que l'échelle de comptage E_5 a un contenu trop grand qui engendre une oscillation parasite donnant un S_5 trop grand et un S_4 trop petit : pour supprimer cette oscillation parasite il suffit de "retirer" des neutrons du contenu de l'échelle E_5 pour les "mettre" dans le contenu de l'échelle E_4 de façon à conserver le nombre total de neutrons.

La méthode (par approximations successives), adoptée dans l'exploitation de nos mesures découle directement de la remarque ci-dessus : si dans nos calculs intermédiaires on trouve par exemple que S_K est négatif, on retire un au contenu de l'échelle E_{K+1} pour le rajouter au contenu de l'échelle E_K et on recalcule S_K ; si S_K est encore négatif on refait une correction supplémentaire sur les échelles E_K et E_{K+1} ; si S_K est positif on continue les calculs. On opère ainsi jusqu'à ce que toutes les quantités S_K soient positives ; cette méthode s'est révélée diminuer fortement les oscillations parasites sur les quantités $S^{(K)}$ d'une part, et d'autre part, si on compare le contenu initial des échelles E_i et le contenu de ces mêmes échelles après correction, les différences sont très inférieures aux erreurs statistiques portant sur le contenu de ces échelles E_i qui sont supposées obéir à une loi poissonnienne : ceci entraîne que ces 2 matrices [E] sont équiprobables, ce qui justifie notre méthode de calcul.

Ce procédé d'antioscillation a pu être testé en vraie grandeur par des expériences effectuées à l'aide d'une source de neutrons de californium (déjà utilisée pour mesurer l'efficacité ε de notre détecteur), dont la répartition des sections efficaces en fonction de la multiplicité des neutrons émis est parfaitement connue [3]. La durée des expériences choisies est de 5 minutes, ce qui correspond à un nombre de neutrons émis du même ordre de grandeur que celui obtenu lors de nos expériences photonucléaires ; l'efficacité de mesure adoptée est $\varepsilon = 0,55$.

La figure 3 représente, en pointillé, la distribution des sections efficaces de fission obtenue à partir du contenu brut des échelles de comptage E_i : on remarque, sur cette distribution, de fortes oscillations rendant $\sigma_{fis}(4n)$ et $\sigma_{fis}(6n)$ négatifs. Si on applique notre procédé "d'antioscillation" à ces mêmes contenus, on obtient la distribution représentée en trait continu sur la figure 3. Les changements occasionnés, sur le contenu des échelles E_i, par le procédé utilisé sont :

contenu de E_6 : passage de 8 à 11

contenu de E_7 : passage de 3 à 1.

Ces 2 changements mineurs, qui restent dans les erreurs statistiques du contenu des échelles, suffisent à supprimer les oscillations parasites.

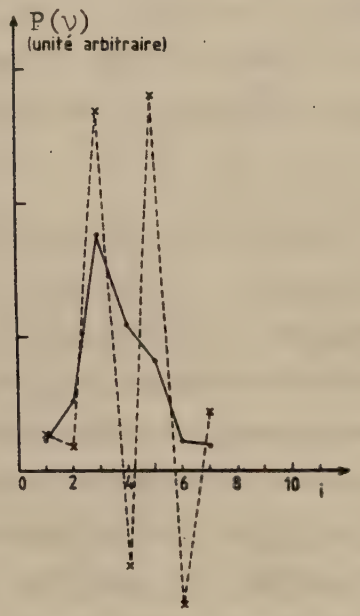


Fig. 3 : *Effet du procédé "antioscillation" sur la mesure de la distribution P(ν) des multiplicités neutroniques du californium. En trait tireté, les résultats obtenus directement sans le procédé d'antioscillation, en trait continu, les résultats obtenus avec le procédé d'antioscillation.*

La figure 4 représente la comparaison entre la distribution P(ν) mesurée en utilisant le procédé d'antioscillation (courbe continue) et la distribution P(ν) "théoriques" de fission du californium (courbe tiretée) [3] : il y a un accord plus que raisonnable entre ces deux courbes.

Le test, ci-dessus, justifie donc, amplement, la méthode "d'antioscillation" utilisée dans nos traitements de données.

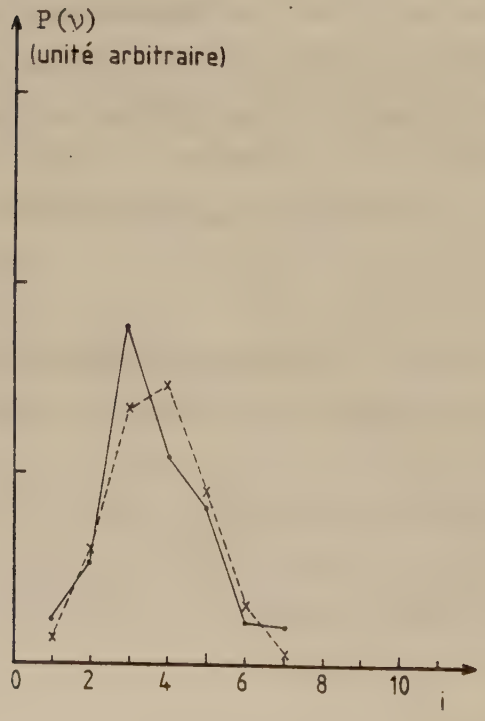


Fig. 4 : *Comparaison de la distribution P(ν) du californium déterminée à l'aide du procédé "d'antioscillation" (courbe continue) avec la distribution P(ν) théorique [3] (courbe tiretée).*

La seule différence entre la méthode développée dans ce paragraphe et la méthode appliquée réellement lors de nos expériences photonucléaires est que le faisceau de photons utilisé n'est que quasimonochromatique. Le paragraphe suivant expose les conséquences de ce fait expérimental.

IV. Détermination des sections efficaces photonucléaires $\sigma^{(i)}$ pour les corps moyens et lourds au moyen d'un faisceau de photons quasimonochromatiques d'énergie comprise entre 30 et 140 MeV

Le faisceau de photons utilisé en salle de basse énergie de l'ALS 600 de Saclay est un faisceau de photons quasimonochromatiques qui nécessite l'utilisation de deux cibles d'annihilation, l'une d'hydrure de lithium, l'autre de cuivre. L'obtention et les caractéristiques de ce faisceau ont déjà fait l'étude du chapitre III et nous ne considérons ici que les conséquences de l'utilisation de ce faisceau quasimonochromatique sur la détermination des sections efficaces.

Deux difficultés sont considérées dans ce paragraphe : l'une due à la réponse du cristal de INa à des photons monochromatiques, l'autre due à la mauvaise affinité des spectres de rayonnement de freinage obtenus avec les cibles de LiH et de Cu.

1) Supposons que l'affinité entre les spectres de rayonnement de freinage du LiH et du Cu soit parfaite, que la réponse du cristal à un faisceau de photons monochromatiques ou non, ne déforme pas le spectre mesuré de ce faisceau. Dans ces conditions la méthode expérimentale est de :

a) faire une expérience avec une cible d'annihilation de LiH : on obtient un spectre de photons Γ^{LiH} (rayonnements de freinage + annihilation) sur le cristal INa et des contenus E_i^{LiH} dans les échelles neutroniques de multiplicité i ;

b) recommencer avec une cible d'annihilation de Cu : on obtient ainsi un spectre de photons Γ^{Cu} et des contenus E_i^{Cu} dans les échelles neutroniques ;

c) déterminer le paramètre d'affinité R ; pour cela la figure 5 représente schématiquement la méthode utilisée : en 5α) et 5β) sont représentés les spectres obtenus respectivement avec une cible de LiH et une cible de Cu. Sa et Sb représentent les surfaces respectives de ces 2 spectres pris entre 10 MeV (afin d'éviter les gammas de capture) et la moitié de l'énergie des photons monochromatiques. Dans ces conditions R = Sa/Sb représente le rapport d'affinité entre les 2 spectres de rayonnement de freinage. La figure 5γ) représente le spectre différence $\Gamma^{LiH} - R.\Gamma^{Cu}$ qui est l'image non déformée du spectre de photons.

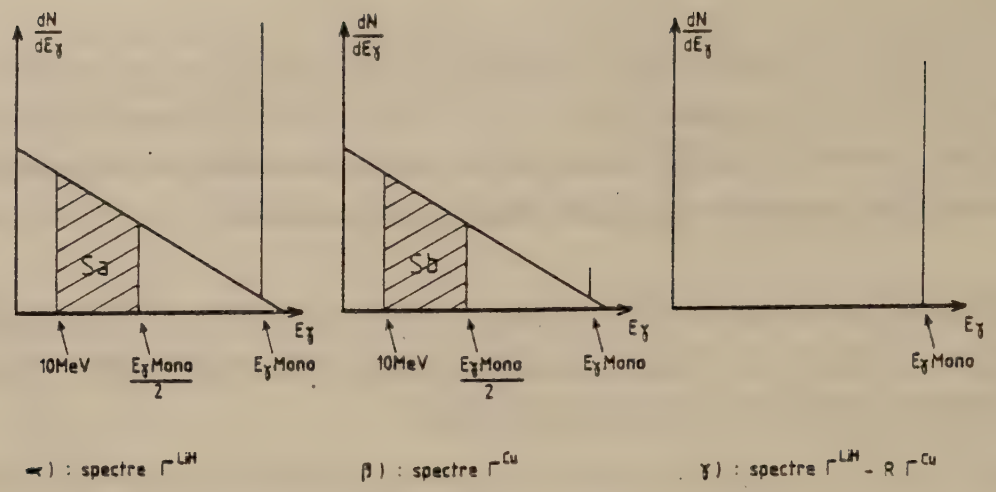


Fig. 5 : *Détermination du paramètre R dans le cas où les spectres de rayonnement de freinage du LiH et du Cu sont parfaitement affines et dans le cas où la réponse du cristal ne déforme pas le spectre des photons monochromatiques.*

Dans ces conditions, si on pose $E_i = E_i^{LiH} - R.E_i^{Cu}$ et $\Gamma_{mono} = \Gamma_o^{LiH} - R.\Gamma_o^{Cu}$, les formules développées dans les deux paragraphes précédents pour déterminer les quantités S_i, $S^{(i)}$, $\sigma(\gamma,in...)$ et $\sigma^{(i)}$ sont strictement valables (Γ_o^{LiH} et Γ_o^{Cu} sont les nombres de photons contenus respectivement dans les spectres Γ^{LiH} et Γ^{Cu}).

2) Supposons maintenant que,l'affinité entre les 2 spectres de rayonnement de freinage est toujours parfaite,mais considérons la réponse réelle du cristal de INa (de dimension 8" × 12") à des photons monochromatiques.

Comme déjà indiqué dans le chapitre III, cette réponse à un faisceau de photons purement monochromatiques, dans nos conditions expérimentales de collimation et de protection, est constituée par un pic ayant une certaine largeur (environ 7 %) précédée par une "queue" constituée par des photons dont une partie de l'énergie s'est échappée du cristal. Le rapport x entre le nombre de photons détectés par le INa dont l'énergie est comprise entre 10 MeV et $E_{\gamma mono}/2$, et le nombre total de photons monochromatiques a été mesuré en fonction de l'énergie de ces photons ; les résultats obtenus sur x sont donnés dans le chapitre III.I.

Il est alors aisé de déterminer un rapport R, de telle manière que le spectre $\Gamma^{LiH} - R\,\Gamma^{Cu}$ respecte la condition sur le rapport x précédent. En conséquence avec les mêmes définitions de E_i et de Γ_{mono}, les formules déterminant les quantités S_i, $S^{(i)}$, $\sigma(\gamma,in...)$ et $\sigma^{(i)}$ sont toujours strictement valables.

3) Considérons maintenant le cas réel, c'est-à-dire : l'affinité entre les spectres de rayonnement de freinage obtenus avec une cible de LiH et une cible de Cu n'est pas parfaite d'une part et d'autre part la réponse du cristal déforme les spectres de photons mesurés. Ce cas est développé dans l'Annexe E.

Comme il est vu dans le chapitre III.I et comme il est rappelé dans l'Annexe E, on peut représenter la courbe d'affinité $R(E_\gamma)$ dans la région 10 MeV à $E_{\gamma mono}/2$ par

$$R(E_\gamma) = R_o \left(1 + a \frac{E_\gamma}{E_o} + b \frac{E_\gamma^2}{E_o^2}\right)$$

dans lequel E_γ est l'énergie du photon de freinage

E_o est l'énergie du positon ou de l'électron

a,b sont deux valeurs qui ne dépendent que de l'angle d'observation et qui ont été déterminées expérimentalement

R_o est une constante à déterminer.

Dans ces conditions, (les figures 6α) et 6β) représentant les spectres de photons obtenus avec une cible de LiH et de Cu), il est aisé de déterminer le rapport R_o de telle façon que le spectre $\Gamma^{LiH} - R_o(1 + a\,(E_\gamma/E_o) + b(E_\gamma/E_o)\Gamma^{Cu}$ respecte la condition sur le rapport x caractérisant la réponse du cristal à l'énergie donnée (Fig. 6γ).

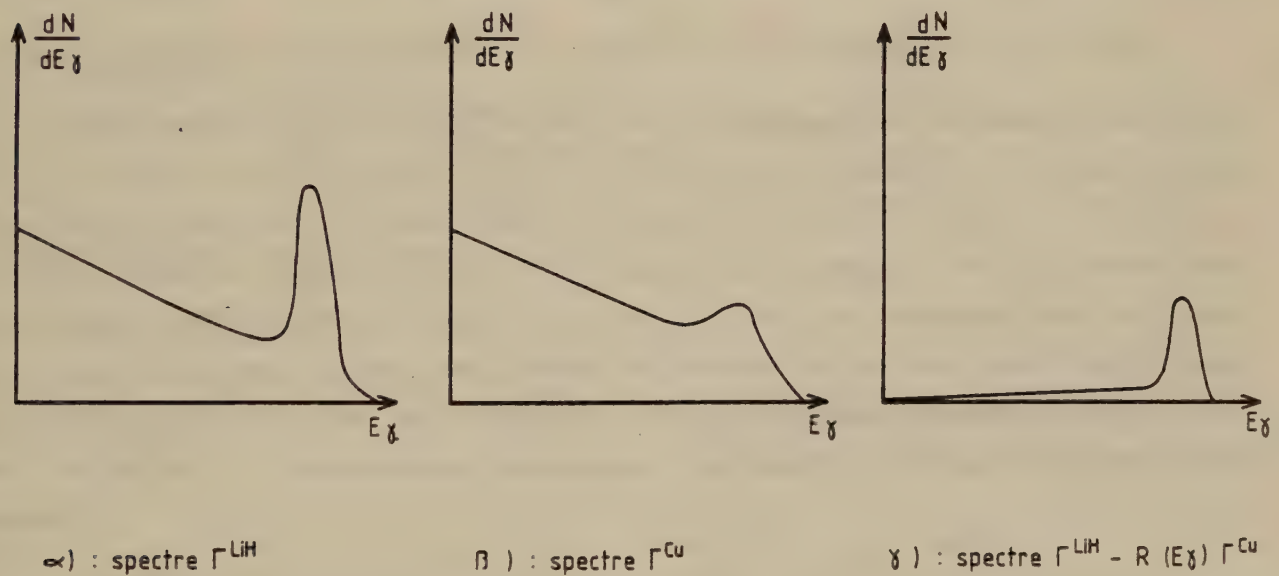


Fig. 6 : *Détermination du paramètre R_o de $R(E_\gamma)$ dans le cas expérimental réel (voir texte).*

Dans l'Annexe E il est montré que le fait de remplacer $R(E_\gamma)$ par $\bar{R}$, valeur moyenne de $R(E_\gamma)$ entre 10 MeV et $E_{\gamma mono}/2$, entraîne une erreur systématique de l'ordre de 20 % sur $\sigma^{(1)}$ et une erreur systématique inférieure ou égale à 3 % sur $\sigma^{(i)}$ avec $i \geqslant 2$. En conséquence, en conservant en mémoire ces erreurs systématiques, nous adoptons l'utilisation de $\bar{R}$ dans le traitement de nos données.

En conséquence, si on pose :

$$E_i = E_i^{LiH} - \bar{R}\, E_i^{Cu}$$

$$\Gamma_{mono} = \Gamma_o^{LiH} - \bar{R}\, \Gamma_o^{Cu}$$

les expressions de S_i, $S^{(i)}$, $\sigma(\gamma,in..)$ et de $\sigma^{(i)}$ données au paragraphe 2 du présent chapitre sont directement applicables.

Les sections efficaces $\sigma^{(i)}$ étant maintenant parfaitement déterminées, le paragraphe suivant est consacré à l'étude de la détermination de la section efficace totale $\sigma(tot : E_\gamma)$ et à l'étude des paramètres caractéristiques de la distribution de la multiplicité neutronique des réactions photonucléaires (multiplicité moyenne $\bar{\nu}$, et largeur W).

V. Détermination de la section efficace totale $\sigma(tot : E_\gamma)$, et des paramètres caractéristiques de la distribution de la multiplicité neutronique des réactions photonucléaires

La section efficace totale d'absorption photonucléaire $\sigma(tot : E_\gamma)$ s'exprime en fonction des grandeurs $\sigma(\gamma,in...)$ par la relation

$$\sigma(tot : E_\gamma) = \sigma(\gamma,0n...) + \sigma(\gamma,1n...) + \sigma(\gamma,2n...) + ... + \sigma(\gamma,in...) + ...$$

Le principe même de nos mesures ne nous permet pas de pouvoir déterminer $\sigma(\gamma,0n...)$ mais, comme il a déjà été dit au chapitre III, l'omission de la section efficace $\sigma(\gamma,0n...) = \sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,2p) + \sigma(\gamma,\alpha)...$ peut conduire, pour les corps lourds, à une erreur qui est largement inférieure à 5 % de la section efficace totale d'absorption des photons, ceci dans la plage d'énergie de 30 à 140 MeV. Comme on le verra plus loin, une telle éventuelle incertitude est beaucoup plus petite que les erreurs expérimentales entachant nos mesures. La section efficace totale d'absorption photonucléaire $\sigma(tot : E_\gamma)$ est alors donnée par :

$$\sigma(tot : E_\gamma) \sim \sigma(\gamma,1n...) + \sigma(\gamma,2n...) + ... \sim \sigma^{(1)}.$$

Malheureusement, la mesure expérimentale de $\sigma^{(1)}$ se heurte à de très grandes difficultés dues à la détermination du contenu de l'échelle 1. Ces difficultés sont de trois types différents :

- difficulté due aux erreurs statistiques
- difficulté due aux erreurs systématiques
- difficulté due à des effets parasites dans la cible elle-même et dans le détecteur.

Considérons donc successivement ces trois problèmes.

1) *Les erreurs statistiques*

Puisque $\varepsilon \neq 1$, l'échelle E_1 compte tous les événements dans lesquels 1 seul neutron est détecté : ce qui signifie que dans E_1 on compte

des événements 1n pour lesquels on détecte 1 neutron
des événements 2n pour lesquels on détecte 1 neutron
des événements in pour lesquels on détecte 1 neutron.

A titre d'exemple, pour une expérience, d'environ 2 heures, faite avec des photons quasimonochromatiques de 66 MeV utilisant 1 cible de LiH de 4 mm, 1 cible de Cu de 30 µ, un faisceau de positons de 100 MeV, avec une efficacité $\varepsilon = 0,66$ et à un angle d'observation de 4°, l'étude du contenu de l'échelle 1, pour une cible de plomb de 2 mm, nous amène aux résultats mentionnés ci-dessous :

cible de LiH :	échelle 1 :	21629
	bruit de fond BF_o	7053
	bruit de fond BFT + BFQ	2686

échelle 1 corrigée du temps mort de l'électronique, des bruits de fond et de leurs éventuels empilements et après correction due au procédé d'antioscillation : 11921.

Cible de Cu :	échelle 1	15424
	bruit de fond BF_0	6912
	bruit de fond BFT + BFQ	1983
	échelle 1 corrigée	6542

la détermination de $\bar{R}$ a donné 1,73 d'où

cible LiH-$\bar{R}$ Cu	échelle 1	603

En conséquence, sur les 21629 coups contenus initialement dans l'échelle 1, on n'en conserve finalement que 603, soit, environ 3 %, qui sont des "bons" événements.

La même étude faite pour l'échelle 2 conduit aux résultats suivants :

cible de LiH :	échelle 2	2172
	bruit de fond BF_0	468
	échelle 2 corrigée	1691
cible de Cu :	échelle 2	1247
	bruit de fond BF_0	461
	échelle 2 corrigée	785

$\bar{R} = 1,73$

cible LiH-$\bar{R}$ Cu :	échelle 2	333

soit environ 15 % des 2172 coups initiaux.

Ceci entraîne que, pour une expérience classique d'environ 2 heures, le contenu de l'échelle 1 est pratiquement inexploitable, ce qui n'est pas vrai pour le contenu de l'échelle 2.

On peut donc déterminer $\sigma^{(2)}$ avec une bonne précision, ce qui n'est pas le cas de $\sigma^{(1)} = \sigma(\gamma, 1n...) + \sigma^{(2)}$.

2) *Les erreurs systématiques*

En admettant que les erreurs statistiques permettent de déterminer $\sigma^{(1)}$, le fait d'avoir utilisé $\bar{R}$, comme il a été expliqué au paragraphe précédent, a entraîné une erreur systématique d'environ 20 % sur $\sigma^{(1)}$, tandis que pour $\sigma^{(i)}$ avec $i \geq 2$, cette erreur systématique est au plus de 3 % (Annexe E).

Les 2 effets précédents (erreurs statistiques et erreurs systématiques) rendent parfaitement illusoire la détermination de $\sigma^{(1)}$ dans les conditions actuelles de flux de photons, et pour des temps d'expériences raisonnables (environ 2 heures par énergie).

3) *Effet parasites*

En admettant que les deux problèmes précédents soient finalement résolus (augmentation de la statistique par augmentation de la durée, correction des erreurs systématiques dues à $\bar{R}$) la détermination de $\sigma^{(1)}$ se heurte à des phénomènes parasites dus aux photons créant des paires e^+-e^- à l'intérieur de la cible nucléaire à étudier. Ces paires créent, toujours dans la cible nucléaire, des photons de rayonnement de freinage qui peuvent, ensuite, créer des événements 1n parasites, soit dans la cible nucléaire elle-même, soit si les phénomènes de diffusion le permettent, dans la partie arrière du détecteur de neutrons : ces événements parasites sont indissociables des vrais événements γ,1n créés dans la cible.

Ces événements parasites sont, comme il est démontré dans l'Annexe F, d'autant plus importants que l'épaisseur de la cible nucléaire est grande.

Les 3 phénomènes précédents expliquent donc pourquoi, dans des conditions expérimentales normales, il n'a pas été possible de déterminer les sections efficaces $\sigma^{(1)}$.

Néanmoins, comme il sera vu au chapitre VI, quelques expériences en vue de déterminer $\sigma(\gamma, 1n...)$ ont été faites dans les conditions suivantes :

- très bonnes statistiques
- correction due à l'utilisation de $\bar{R}$
- expériences faites avec 4 cibles d'épaisseur différente.

Ces expériences très longues et qui n'ont été faites que pour quelques énergies, ont permis par extrapolation à une cible d'épaisseur nulle, d'obtenir les conclusions suivantes :

- $\sigma^{(1)}$ équivalent à $\sigma^{(2)}$ soit : $\sigma(\gamma,1n...) \approx 0$
- $\int_{30\ MeV}^{140\ MeV} \left[\sigma^{(1)}\ (E_\gamma) - \sigma^{(2)}\ (E_\gamma)\right] dE_\gamma \leqslant 4\ 10^{-2}\ \sigma_o$

avec σ_o = 0,06 NZ/A MeV.b. (règle de somme de Thomas Reiche et Kuhn).

En résumé, les grandeurs mesurées pour les 5 corps étudiés Sn, Ce, Ta, Pb et U, dans la gamme d'énergie de 30 à 140 MeV, sont :

$$\sigma^{(i)} = \sum_{j=i} \sigma(\gamma,jn...) \quad \text{avec} \quad i \geqslant 2$$

it

$$\boxed{\sigma^{(i)} = \frac{A}{E_p \mathcal{N}} 10^{27} \frac{1}{att} \frac{1}{\Gamma_M} \sum_{k=i} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^k} \left[\sum_{j=0}^{j=i-1} (\varepsilon-1)^{k-j}\ C_k^j \right] \right\} E_k}$$

avec

$$C_k^j = \frac{k!}{j!(k-j)!} .$$

Avec l'approximation supplémentaire $\sigma(\gamma,0n...) \sim \sigma(\gamma,1n...) \sim 0$ on en déduit la section efficace photoneutronique d'absorption totale $\sigma(tot : E_\gamma)$, la multiplicité moyenne $\bar{\nu}$ et la largeur W (écart type) de la distribution de la multiplicité neutronique des réactions photonucléaires qui sont respectivement données par :

<u>pour $\sigma(tot : E_\gamma)$:</u>

$$\sigma(tot : E_\gamma) = \sum_{i=0} \sigma(\gamma,in...) = \sum_{i=2} \sigma(\gamma,in...) = \sigma^{(2)}$$

soit

$$\boxed{\sigma(tot : E_\gamma) = \frac{A}{E_p \mathcal{N}} 10^{27} \frac{1}{att} \frac{1}{\Gamma_M} \sum_{k=2} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^k} \sum_{j=0}^{1} (\varepsilon-1)^{k-j}\ C_k^j \right\} E_k}$$

<u>pour $\bar{\nu}(E_\gamma)$</u>

$$\bar{\nu} = \frac{\sum_{i=0} i\ \sigma(\gamma,in...)}{\sum_{i=0} \sigma(\gamma,in...)} = \frac{\sum_{i=2} i\ \sigma(\gamma,in...)}{\sum_{i=2} \sigma(\gamma,in...)}$$

soit

$$\boxed{\bar{\nu} = \frac{\sum_{i=2} i \left\{ \sum_{k=i} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon-1)^{k-i}\ C_k^i\ E_k \right\}}{\sum_{i=2} \left\{ \sum_{k=i} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon-1)^{k-i}\ C_k^i\ E_k \right\}}}$$

pour $\overline{\nu^2}(E_\gamma)$

$$\overline{\nu^2} = \frac{\sum_{i=0} i^2\, \sigma(\gamma,in...)}{\sum_{i=0} \sigma(\gamma,in...)} = \frac{\sum_{i=2} i^2\, \sigma(\gamma,in...)}{\sum_{i=2} \sigma(\gamma,in...)}$$

soit

$$\boxed{\overline{\nu^2} = \frac{\sum_{i=2} i^2 \left\{ \sum_{k=i} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon-1)^{k-i}\, C_k^i\, E_k \right\}}{\sum_{i=2} \left\{ \sum_{k=i} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon-1)^{k-i}\, C_k^i\, E_k \right\}}}$$

pour $W(E_\gamma)$

$$\boxed{W(E_\gamma) = \left(\overline{\nu^2} - (\bar{\nu})^2\right)^{1/2}}$$

Dans les expressions de $\sigma^{(i)}$, $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$, $\bar{\nu}$, $\overline{\nu^2}$ et W les constantes sont :

- A : numéro atomique du corps étudié
- E_p : épaisseur en g/cm^2 de la cible étudiée
- $\mathcal{N}$: nombre d'Avogadro
- att : atténuation des photons

les variables de l'expérience sont :

- ε : pour l'efficacité de détection des neutrons du scintillateur supposée constante quelle que soit l'énergie des neutrons
- $E_i = E_i^{LiH} - \bar{R}\, E_i^{Cu}$

avec E_i^{LiH} et E_i^{Cu} les contenus de l'échelle i comptant les événements dans lesquels i neutrons sont détectés, respectivement, pour la cible de LiH et de Cu (les grandeurs E_i^{LiH} et E_i^{Cu} doivent être auparavant corrigées du temps mort électronique, des divers bruits de fond , des divers empilements et, avoir été corrigées par la méthode dit "d'antioscillation").

- $\Gamma_M = \Gamma_o^{LiH} - \bar{R}\, \Gamma_o^{Cu}$

avec Γ_o^{LiH} et Γ_o^{Cu} les nombres de photons vus par le INa respectivement pour la cible de LiH et de Cu.

- $\bar{R}$ est déterminé comme indiqué dans l'Annexe E.

La détermination des précisions sur $\sigma^{(i)}$ (avec $i \geqslant 2$), $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$, $\bar{\nu}$, $\overline{\nu^2}$ et W fait l'étude du paragraphe suivant.

VI. Etudes et calculs des précisions des diverses grandeurs mesurées

Nous supposons dans ce paragraphe que les contenus des échelles de comptage E_i suivent une loi poissonnienne et, qu'il n'existe pas de corrélations entre les contenus de ces diverses échelles : ceci est développé dans l'Annexe G.

Dans ces conditions, les erreurs et incertitudes, entachant nos résultats, ont des origines que l'on peut classer en quatre familles :

1) les erreurs statistiques intervenant par l'intermédiaire des grandeurs E_i et Γ_M

2) les erreurs systématiques sur ε et sur $\bar{R}$.

En ce qui concerne ε, comme il a déjà été vu au chapitre IV et dans l'Annexe A, on estime que $\varepsilon \simeq \varepsilon_{cf}$ à 3 % près.

En ce qui concerne $\bar{R}$ intervenant dans le calcul des E_i, il a été vu dans l'Annexe E que l'utilisation de $\bar{R}$ au lieu de $R(E_\gamma)$ entraîne sur les $\sigma^{(i)}$ avec $i \geqslant 2$ une erreur au maximum de 3 % d'une part, et d'autre part, que la précision de la détermination expérimentale de $\bar{R}$ est voisine de 3 %.

3) Les approximations $\sigma(\gamma,0n...) \underset{\sim}{\simeq} \sigma(\gamma,1n...) \underset{\sim}{\simeq} 0$ qui interviennent dans la détermination de $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$, de $\bar{\nu}$ et de W : on peut montrer qu'elles entraînent une imprécision sur ces grandeurs d'au maximum 5 à 6 %.

4) Le procédé d'antioscillation : les tests faits au moyen d'une source de neutrons de californium ont montré la validité de la méthode utilisée.

Pratiquement, les erreurs prépondérantes, compte tenu de nos taux de comptage, se sont révélées être les erreurs statistiques sur le contenu des échelles , puis, les erreurs systématiques dues à une imprécision de 3 % sur $\bar{R}$ et de 3 % sur ε. C'est pourquoi nos calculs d'erreurs ont été faits avec les hypothèses suivantes :

- les contenus des échelles E_i obéissent à la loi de Poisson et sont indépendants les uns des autres ;
- les erreurs systématiques dues à ε ($\Delta\varepsilon/\varepsilon$ = 3 %) et à $\bar{R}$ ($\Delta\bar{R}/\bar{R}$ = 3 %) et les erreurs statistiques sont indépendantes : ceci nous permet d'additionner quadratiquement ces divers types d'erreurs [4], soit

$$\Delta\sigma^{(i)}_{tot} = \sqrt{(\Delta\sigma^{(i)}_{stat})^2 + (\Delta\sigma^{(i)}_{\varepsilon})^2 + (\Delta\sigma^{(i)}_{R})^2} \ .$$

La table 3 donne, à titre indicatif, les résultats des mesures d'une expérience de 2 heures sur le plomb faite à 66 MeV. On observe sur cette table que l'erreur de loin la plus grande est l'erreur statistique, et que l'erreur totale $\Delta\sigma^{(i)}_{TOT}$ est égale à l'erreur statistique $\Delta\sigma^{(i)}_{stat}$ ceci quel que soit i.

Table 3

Résultats d'une expérience faite sur le plomb à 66 MeV

i	$\sigma^{(i)}$ (mb)	$\Delta\sigma^{(i)}_{stat}$ (mb)	$\Delta\sigma^{(i)}_{\varepsilon}$ (mb)	$\Delta\sigma^{(i)}_{R}$ (mb)	$\Delta\sigma^{(i)}_{TOT}$ (mb)
2	17,7	3,0	0,3	0,9	3,2
3	11,9	2,2	0,1	0,1	2,2
4	12,3	2,7	0,5	0,2	2,8
5	7,8	3,1	0,7	0,1	3,2
6	3,1	2,5	0,2	0,1	2,5
7	2,4	1,3	0,5	0,1	1,4

VII. Résultats expérimentaux

Les mesures expérimentales photonucléaires ont été faites dans la plage d'énergie de 30 à 140 MeV pour les cinq corps suivants : Sn, Ce, Ta, Pb et U. Dans l'Annexe H sont présentées, en fonction de E_γ sous forme de tableaux et de graphiques, les sections efficaces $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ avec $i \geq 2$, $\bar{\nu}(E_\gamma)$ et $W(E_\gamma)$ déterminées comme explicité précédemment.

Les deux chapitres suivants sont respectivement consacrés :

. à l'étude des résultats expérimentaux $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ avec $i \geq 2$ et $\sigma(\text{tot} : E_\gamma) \simeq \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ en liaison avec le modèle du quasi deutéron de Levinger et avec la règle de somme de Thomas Reiche et Kuhn, ceci pour Sn, Ce, Ta, Pb et U ;

. à l'étude des résultats expérimentaux $\bar{\nu}(E_\gamma)$ et W en liaison avec le modèle du précomposé ceci pour Sn, Ce, Ta et Pb.

Références

[1] E. Bramanis et al., N.I.M. 100 (1972) 59.

[2] J. Poitou, Communication privée.

[3] M. Ribrag, Communication privée.

[4] Statistique appliquée à l'exploitation des mesures, Masson 1978.

Chapitre VI

REACTIONS PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV,
REGLES DE SOMME THEORIQUES ET MODELES DU QUASI-DEUTERON

PHYSICS LETTERS

VI.1. TOTAL PHOTONUCLEAR ABSORPTION CROSS SECTION OF Pb MEASURED WITH QUASI-MONOCHROMATIC PHOTONS BETWEEN 25 AND 106 MeV

A. LEPRETRE, H. BEIL, R. BERGERE, P. CARLOS, J. FAGOT and A. VEYSSIERE
Département de Physique Nucléaire, CEN/Saclay, 91190 Gif-sur-Yvette, France

J. AHRENS
Max Planck Institute for Chemistry, Mainz, W. Germany

P. AXEL
Department of Physics, University of Illinois, Urbana, IL, USA

and

U. KNEISSL
Institut für Kernphysik, Giessen University, W. Germany

Received 8 August 1978

The $\sigma(\gamma, xn)$ cross sections of Pb have been measured above the giant dipole resonance region up to 106 MeV with a quasi-monochromatic photon beam obtained by the annihilation in flight of monochromatic positrons. The total cross section decreases linearly with energy from 20 mb at 35 MeV to 12 mb at 106 MeV. The integrated cross section up to 140 MeV amounts to (1.80 ± 0.2) classical dipole sums.

The total cross section for the interaction of photons with nuclei in the energy region between the giant dipole resonance and the photopion threshold has interesting nuclear structure implications associated both with the photon interaction mechanism and with sum rules related to the total energy integrated cross section.

Photonuclear cross sections in this energy region have been determined at Mainz for a few light nuclei by subtracting calculated values of non-nuclear photon cross sections from very carefully measured total photon interaction cross sections [1]. It seems impractical to extend such measurements to heavy nuclei such as Pb, in part because the nuclear cross sections are somewhat less than 0.1% of the total interaction cross section (at $E_\gamma \approx 80$ MeV), and in part because of the uncertainty in the calculated non-nuclear cross section.

For nuclei in the $Z > 20$ region, the photonuclear cross section can probably be determined most reliably by measuring the nuclear decay products. We were able to make such measurements for Pb in this energy region because of two special experimental arrangements at the 600 MeV Linac at Saclay. The experimental arrangement provided a source of quasi-monochromatic photons whose energy could be varied up to 106 MeV. The second experimental facility is a very efficient, stable neutron detector of which the background has been determined accurately.

The quasi-monochromatic photons were obtained by the annihilation in flight of monoenergetic positrons in a LiH target [2]. The ratio of annihilation to bremsstrahlung photons was enhanced over what it would be at zero degrees with respect to the positron beam by using the photons emitted at non-zero angles. For example near 50 MeV this ratio was increased by a factor of 15 by using the photons emitted at an angle of about 4°; at this angle the intensity of annihilation photons was only 2% of that at zero degrees. With a 40 nA beam of monoenergetic positrons it was possible to irradiate a 3 cm diameter spot on the Pb target situated at about 11 m from

Volume 79B, number 1,2 PHYSICS LETTERS 6 November 1978

the γ-source with 4×10^4 monochromatic quanta per second.

Photoneutrons were detected with a high-efficiency, 4π neutron detector filled with 250 ℓ of gadolinium-loaded liquid scintillator [3]. When a multi-neutron event occurs, the neutron lifetimes in the detector differ, and the neutrons are captured by the gadolinium at different times within a range of roughly 25 μs after their emission. The detected photonuclear events can thus be classified according to the number of emitted neutrons independent of whether some of these events may have included the emission of protons or light nuclei. The sum of all the partial cross sections which correspond to the emission of x neutrons is called $\sigma(\gamma, x\mathrm{n})$.

In this letter, we will discuss only the total cross section obtained by adding the cross sections corresponding to different values of x. It is convenient to define a partial sum, Σ_i, where the subscript, i, indicates the lowest value of x that is included,

$$\Sigma_i \equiv \sum_{x=i}^{\infty} \sigma(\gamma, x\mathrm{n}).$$

The total photonuclear cross section, σ_t, corresponds to Σ_0. For heavy nuclei, such as Pb, the Coulomb barrier severely inhibits the emission of charged particles, and one would expect that Σ_1 would be a reasonably accurate measure of σ_t. It should be emphasized that the expectation that one or more neutrons will be emitted following the photon excitation of Pb at energies above 30 MeV does not imply any prejudice about the photon interaction mechanism. Even if high-energy photons interacted directly with protons or with p–n pairs in the nucleus, as suggested in the quasi-deuteron model [4], one would expect secondary neutron emission to be very probable.

The first part of the experiment consisted of attempting to measure $\sigma(\gamma, x\mathrm{n})$ at some 25 energies between 25 MeV and 106 MeV using a 2 mm thick Pb target. The resulting data suggested that a subtle but important background existed for $\sigma(\gamma, 1\mathrm{n})$ due to the atomic interaction of photons in the Pb target. Therefore a second set of measurements was performed at six different photon energies using four Pb targets with thicknesses of 0.5, 1, 2, and 4 mm. At these six energies we obtained values for Σ_1, the sum of all partial cross sections involving the emission of at least one neutron. The results are shown in fig. 1. The relatively large experimental errors are dominated by uncertainties in $\sigma(\gamma, 1\mathrm{n})$ caused by target related background which produces single detectable neutrons.

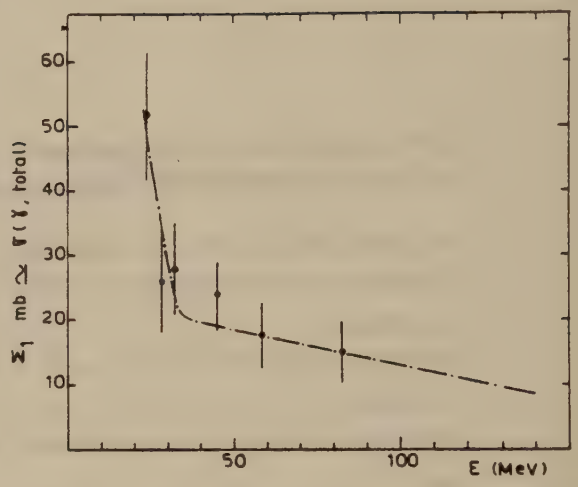


Fig. 1. Measured $\Sigma_1 = \Sigma_{x=1}^{\infty} \sigma(\gamma, x\mathrm{n}) \approx \sigma_t$ values for Pb. The average $\Sigma_2 = \Sigma_{x=2}^{\infty} \sigma(\gamma, x\mathrm{n})$ results, taken from fig. 2 and represented by a dotted line, are also given for comparison.

The experiment produced no statistically significant evidence for photonuclear events in which only a single neutron was emitted. This can be seen in fig. 1 where the dashed curve shows the values obtained for Σ_2 from the data shown in fig. 2. The fact that the dashed curve corresponding to Σ_2 fits the data points representing Σ_1 in fig. 1 implies that $\Sigma_1 \approx \Sigma_2$, or equivalently, $\sigma(\gamma, 1\mathrm{n}) \approx 0$. A discussion of the precise upper limit which the experiment sets on $\sigma(\gamma, 1\mathrm{n})$ is complicated and will have to be deferred until later.

Most of the data in fig. 2 come from the first part of the experiment in which the 2 mm Pb target was used; the data obtained from the experiments with different target thicknesses are also included, and they verify that Σ_2 was measured accurately with the 2 mm target. In the energy region from 25 MeV to somewhat above 30 MeV the cross section falls at a rate that might be expected from the high-energy portion of the giant dipole resonance. However, above about 35 MeV the measured cross section is much higher than would be implied by a Lorentz energy dependence adjusted to fit the giant dipole resonance. The energy dependence is reasonably represented by a straight line from 35 to 106 MeV; a least-squares fit

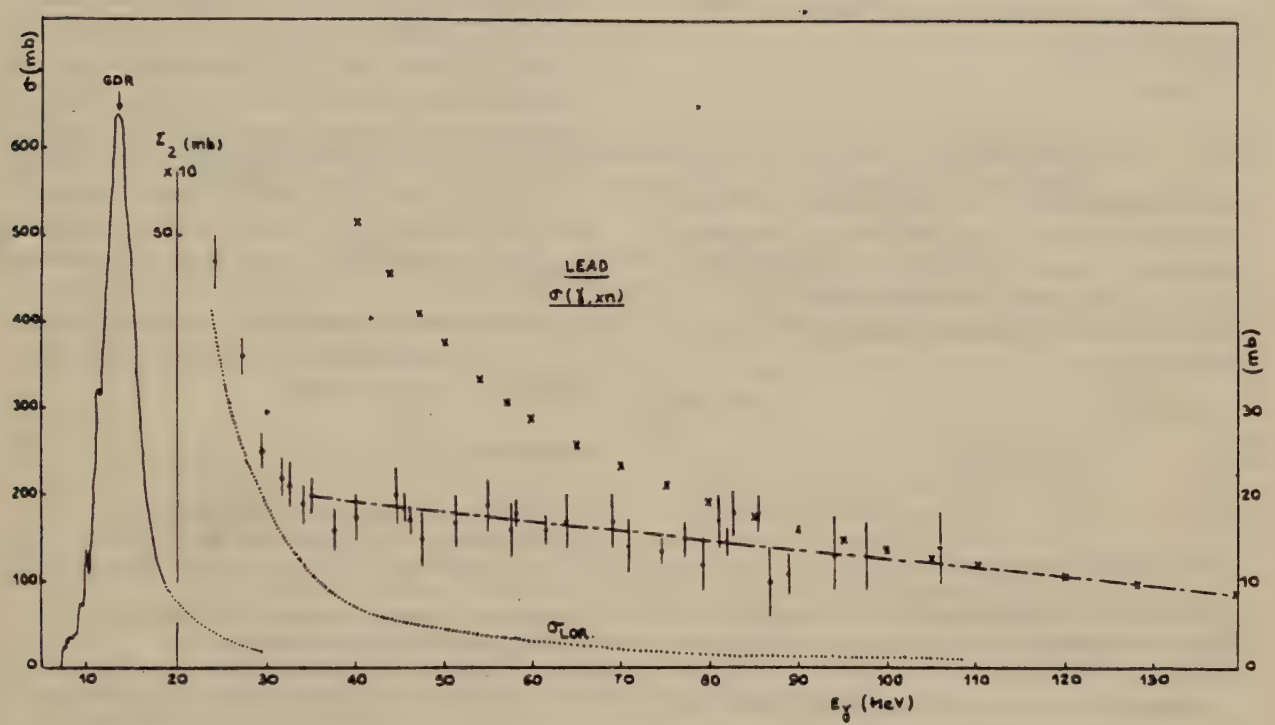


Fig. 2. Photoneutron cross sections of Pb. (1) The experimental points give $\Sigma_2 \approx \Sigma_{x=2}^{\infty} \sigma(\gamma, x\mathrm{n})$. (2) The dot–dash line represents a least-squares fit to the experimental Σ_2 values from 35 to 106 MeV with an rms error of 2 mb. (3) Old Saclay data, covering the giant dipole resonance up to 30 MeV [6], are shown as a solid line. (4) The dotted line represents a Lorentz line fit to the experimental σ_t data in the giant dipole resonance region [6] with $\sigma_0 = 640$ mb, $E_0 = 13.4$ MeV and $\Gamma = 4.05$ MeV. (5) Crosses represent the quasi-deuteron cross section $\sigma_{QD} = 4.6(NZ/A)\sigma_D$.

passes through 20 mb at 35 MeV and 12 mb at 110 MeV. We do not know of any theory which gives a quantitative prediction for this observed energy dependence. However, above 100 MeV this straight line is practically identical to the quasi-deuteron cross section,

$$\sigma_{QD}(E) = L(NZ/A)\sigma_D(E),$$

where the Levinger parameter, L, has been set equal to 4.6 which is the value found in Mainz for $A < 40$ nuclei, and where σ_D is the free-deuteron photodisintegration cross section. Clearly, for energies below 100 MeV it would be necessary to reduce $\sigma_{QD}(E)$ with an appropriate quenching factor [5] to fit the data.

It is convenient to express the energy integrated cross section in terms of the classical dipole sum, $S = 60NZ/A$, which is 2980 MeV mb for ^{208}Pb. In order to get a good estimate for the total integrated cross section, we will use our measured value of Σ_2; this value is obviously a lower limit to σ_t, but as explained above, we feel that $\Sigma_2 \approx \sigma_t$.

The present experiment gives

$$\int_{25\ \mathrm{MeV}}^{106\ \mathrm{MeV}} \Sigma_2(E)\mathrm{d}E = 1465 \pm 160\ \mathrm{MeV\ mb}$$

$$= (0.49 \pm 0.05)S.$$

To this must be added the integrated cross section, previously measured at Saclay [6] up to 25 MeV, which amounts to $1.17 \pm 0.08\,S$. The two sets of measurements thus give

$$\int_{0}^{106\ \mathrm{MeV}} \sigma_t \mathrm{d}E = (1.66 \pm 0.13)S.$$

Because both the Mainz experimental data and some theoretical predictions are integrated up to the pion threshold at 140 MeV, we extrapolate our least-

squares fit to a straight line up to this energy. The data thus lead to

$$\int_0^{140\,\mathrm{MeV}} \sigma_t \, dE \approx (1.80 \pm 0.2) S.$$

Such measurements of the total photonuclear absorption cross section, σ_t, extended up to the pion photoproduction threshold, $E \approx 140$ MeV, are important since they give access to the enhancement factor K, which, within the dipole approximation framework, can be written as

$$\int_0^{140\,\mathrm{MeV}} \sigma_t \, dE = (1 + K) S,$$

where

$$K = (AM/NZ\hbar^2)\langle\psi_0|[D_z, [V, D_z]]|\psi_0\rangle;$$

D_z is the electric dipole operator, V the nucleon–nucleon potential, and $|\psi_0\rangle$ the ground state wave function.

Whereas a value of $K = 0.4$ was often quoted for heavy nuclei a decade ago, our measurements correspond to $K = 0.80$. The Mainz data gave $K = 1.13$, 1.0 and 1.15 for ^{16}O, ^{27}Al and ^{40}Ca, respectively. The similarity of these K values is consistent with the very consistent A-dependence implied by the recent re-evaluation by Weise [7] of the dispersion relation sum rule of Gell-Mann, Goldberger and Thirring.

Although recent microscopic computations do not provide us with a K-value for Pb, the Saclay result lies between the calculated value of $K = 1.0$, given by Weng et al. [8], and $K = 0.6$, given by Fink et al. [9] for such light nuclei as ^{16}O or ^{40}Ca. Since it is the two-body correlations in the ground-state wavefunction $|\psi_0\rangle$ and the effect of the tensor force in the potential V which lead to the above cited K values for light nuclei, we hope that the present experimental result of $K = 0.8$ will stimulate calculations including the same effects for heavy nuclei.

References

[1] J. Ahrens et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 479.
[2] G. Audit et al., Nucl. Instr. Meth. 79 (1970) 203; B.L. Berman and S.C. Fultz, Revs. Mod. Phys. 47 (1975) 713.
[3] H. Beil et al., Nucl. Instr. Meth. 67 (1969) 293.
[4] J.S. Levinger, Phys. Rev. 84 (1951) 43.
[5] N.N. Kaushal et al., Phys. Rev. 175 (1968) 1330; J.R. Wu and C.C. Chang, Phys. Rev. C16 (1977) 1812.
[6] A. Veyssière et al., Nucl. Phys. A159 (1970) 561.
[7] W. Weise, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 773.
[8] W.T. Weng, T.T.S. Kuo and G.E. Brown, Phys. Lett. 46B (1973) 329.
[9] M. Fink, M. Gari and H. Hebach, Phys. Lett. 49B (1974) 20.

Nuclear Physics **A367** (1981) 237–268
© North-Holland Publishing Company

VI.2. MEASUREMENTS OF THE TOTAL PHOTONUCLEAR CROSS SECTIONS FROM 30 MeV TO 140 MeV FOR Sn, Ce, Ta, Pb AND U NUCLEI

A. LEPRÊTRE, H. BEIL, R. BERGÈRE, P. CARLOS, J. FAGOT,
A. DE MINIAC and A. VEYSSIÈRE

Département de Physique Nucléaire, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Received 12 December 1980
(Revised 14 April 1981)

Abstract: The total photonuclear absorption cross section for Sn, Ce, Ta, Pb and U has been studied from 25 to 140 MeV using a continuously variable monochromatic photon beam obtained from the annihilation in flight of monoenergetic positrons. The basic experimental results are a set of data giving sums of inclusive multiple photoneutron production cross sections of the form $\sigma^{(i)}(E_\gamma) = \sum_{i=j}\sigma(\gamma, jn : E_\gamma)$ for neutron multiplicities ranging from $i = 1$ to 12. From these data the total photonuclear absorption cross section $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ has been deduced. It is concluded that Levinger's modified quasideuteron model describes the total cross sections reasonably well. When these data are combined with lower energy data and integrated to 140 MeV they indicate the need for an enhancement factor K for the Thomas–Reiche–Kuhn sum rule of 0.76 ± 0.10. No evidence was found that would indicate an A-dependence for the enhancement factor.

E | PHOTONUCLEAR REACTIONS Sn, Ce, Ta, Pb, U(γ, xn), $E_\gamma = 25$–$140\downarrow$ MeV; measured $a(E_\gamma)$ summed for $x = 1$–12; deduced $\sigma(E_\gamma$, total), integrated σ, interaction models. Monochromatic photons.

1. Introduction

The measurement of the absolute value of the total photonuclear reaction cross section $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ is particularly important in the photon energy range $30\ \text{MeV} < E_\gamma < 140$ MeV, between the giant dipole resonance (GDR) and the pion photoproduction threshold. In this energy range the wavelength $\lambda\!\!\!^{-}$ of the photon, which is absorbed by the nucleus, is much smaller than the dimensions of a heavy nucleus ($\lambda\!\!\!^{-} \simeq 2$ fm at $E_\gamma = 100$ MeV). One can thus hope to examine some nucleon–nucleon correlation effects which should show up for example, in the following experimental data.

The integrated cross section $\int^{140\,\text{MeV}} \sigma(\text{tot} : E_\gamma)\, dE_\gamma$. Such integrated cross sections systematically measured at Mainz [1]) for a set of light ($Z \leqslant 20$) nuclei, were found to be roughly twice the classical TRK energy-weighted sum rule $\sigma_0 = 0.06\, NZ/A$ MeV · b. To date there is no set of comparable data available for heavy nuclei. The first and main purpose of our experiments was therefore to complement

the Mainz data for heavy nuclei, throughout a range of A as large as possible. From such a set of systematic results, one can then hope to extract some information about the part of the residual nucleon–nucleon interaction, V_{NN}, which does not commute with the dipole (position) operator. In the various theoretical descriptions, this part of V_{NN} is referred to by different names, such as "velocity dependent term" or "exchange current contribution".

The energy dependence of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$. If one can measure $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ with good precision, the data should show a dependence upon E_γ which, in turn, might or might not show some connection with the cross section $\sigma_D(E_\gamma)$ for the photodisintegration of deuterium. Any resemblance (or lack of resemblance) between the shapes and the absolute values of $\sigma_D(E_\gamma)$ and $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ might thus be connected to the classical quasi-deuteron (QD) model, introduced in 1951 by Levinger [2]), who predicted that the nuclear absorption of photons with wavelengths $\lambda \simeq 1$ to 2 fm should occur mostly on correlated neutron–proton pairs in the nucleus.

Finally, it will be shown that our method for measuring $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ in heavy nuclei relies upon the measurement of all the partial photonuclear cross sections $\sigma(\gamma, in)$. Here $\sigma(\gamma, in)$ refers to all the decay channels for which, among the decay products, i neutrons are emitted. Such a method implies the simultaneous measurement of the *multiplicity* $\nu(E_\gamma)$ of the emitted neutrons and the evaluation of the average photoneutron multiplicity $\bar{\nu}(E_\gamma) = \sum_{i=1} i\sigma(\gamma, in)/\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$. This $\bar{\nu}(E_\gamma)$ value depends upon the intranuclear cascade which follows the absorption of a photon in the nucleus and should therefore provide some information about final-state interactions, as well as decay mechanisms, in heavy nuclei.

Only the first two points will be examined in this paper. The decay properties will be described in another publication.

2. Experimental procedures

Before analyzing the various possible experimental procedures, it is worth summarizing the notation employed throughout this paper. $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ is the total nuclear absorption cross section for photons of energy E_γ. $\sigma(\gamma, in: E_\gamma)$ or $\sigma(\gamma, in)$ is the sum of all the partial cross sections in which i neutrons are emitted, following the absorption of a photon of energy E_γ. For example the inclusive cross section $\sigma(\gamma, 3n)$ includes the decay channels $(\gamma, 3n)$, $(\gamma, 3np)$, $(\gamma, 3n\,2p)$, $(\gamma, 3n\alpha)$, etc. $\sigma(\gamma, xn) = \sum_{i=1}^{i_{MAX}} i\sigma(\gamma, in)$ is the neutron yield cross section (sometimes called the cross section for photoneutron production). $\sigma^{(j)}(E_\gamma) = \sum_{i=j}^{i_{MAX}} \sigma(\gamma, in: E_\gamma)$ is the sum of all the partial cross sections referring to the decay channels in which at least j neutrons are emitted following the absorption of a photon of energy E_γ.

Whereas a lot of studies of partial photoreaction channels in light nuclei were carried out before 1970, only very sparse data were obtained at that time for photoreactions on heavy nuclei with photons between 30 and 140 MeV. These rare measurements were always carried out by using continuous spectra of bremsstrah-

lung photons. The photonuclear absorption was identified either by detecting some of the emitted neutrons [3]) or through the study of the various radioactive residual nuclei [4-6]).

As an example of the first technique one must quote the 1953 experiment of Jones and Terwilliger [3]). They had two main difficulties to overcome in order to extract $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ for heavy nuclei such as Ta, W, Pb, and U. First, they had to unfold bremsstrahlung yield data, in order to obtain a neutron yield cross section $\sigma(\gamma, x\text{n}) = \sum_i i\sigma(\gamma, i\text{n})$. The striking feature of their results was an appreciable rise in $\sigma(\gamma, x\text{n})$ between 40 and 140 MeV (a factor 1.6 for Ag increasing to about 4 for Pb and 5 for U). They also had to rely upon some empirical evaluation of the average multiplicity $\bar{\nu}(E_\gamma)$ of the neutrons emitted during the deexcitation process following the absorption of a photon E_γ by a nucleus. They thus found for Pb at $E_\gamma = 140$ MeV a very large value for $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$, namely

$$\frac{\sigma(\gamma, x\text{n})}{\bar{\nu}} = 30 \text{ mb} \simeq \sigma(\text{tot}: E_\gamma) ,$$

although they admitted a very large value for the neutron multiplicity, namely $\bar{\nu}(140 \text{ MeV}) = 9.3$. Neither of these large values for $\sigma(\text{tot}: 140 \text{ MeV})$ and $\bar{\nu}(140 \text{ MeV})$ have been confirmed by later experiments. In the case of ^{181}Ta, they integrated their evaluated $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ values up to 80 MeV and found $1.95\sigma_0$. An integration extended up to $E_\gamma \simeq 140$ MeV would then have led to a value significantly larger than $2\sigma_0$ for the integrated cross section. Once again these values should be considered as lower limits, due to the overestimation of $\bar{\nu}(E_\gamma)$ by Jones and Terwilliger.

As an example of the other technique, one can first refer to the 1967 experiment by Wyckoff, where a ^{209}Bi target was irradiated by a bremsstrahlung photon spectrum with an end point at 137 MeV. He could identify, through the final radioactive product nuclei, 8 $(\gamma, i\text{n})$ channels ($i = 2$ to 9) and 5 $(\gamma, 1\text{p}\, i\text{n})$ channels ($i = 4$ to 8). He could only give some model-dependent integrated cross-section data for each partial cross section, which could in turn be normalized to the integrated $\sigma(\gamma, 2\text{n})$ data, obtained in GDR measurements at other laboratories. When the Saclay GDR data [5]) are used for normalization purposes, the Wyckoff data lead to a lower limit of $\simeq 1.35\sigma_0$ for the total integrated cross section [4]) up to 137 MeV.

However, most of the systematic results obtained with this procedure came from the 1.5 GeV Lund electron synchrotron [6]). Yield curves were measured for several $^{197}\text{Au}(\gamma, k\text{n})^{197-k}\text{Au}^*$ and $^{127}\text{I}(\gamma, k\text{n})^{127-k}\text{I}^*$ interactions and energies between 75 and 800 MeV. The unfolding of these yield curves could then lead to the evaluation of the corresponding cross sections. By using the sum of these partial photoneutron cross sections, the Lund group could then give some lower limit values for the integrated total cross section $\int^{140 \text{ MeV}} \sigma(\text{tot}: E_\gamma)\, \text{d}E_\gamma$, namely,

$$3 \text{ MeV} \cdot \text{b} \simeq 1.06\sigma_0 \text{ for } ^{197}\text{Au} ,$$

$$3.1 \text{ MeV} \cdot \text{b} \simeq 1.67\sigma_0 \text{ for } ^{127}\text{I} .$$

Such a low value for ^{197}Au clearly shows that several important decay channels were not taken into account. Therefore any direct comparison of such a value with any modified sum rule (such as the Gell–Mann sum rule) is indeed very difficult. However an interesting feature appears in the sum of these partial photoneutron cross sections, which *decreases* slightly with energy from 50 MeV to the 120–140 MeV region, just as the cross section $\sigma_D(E_\gamma)$ for the photodisintegration of the deuteron does. This contradicts the previously cited Jones–Terwilliger results for Pb which showed an *increase* of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ from 18 mb to 30 mb when E_γ increases from 45 to 140 MeV.

One can surely consider these $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$, and their associated integrated cross-section experimental results for heavy nuclei, obtained with continuous bremsstrahlung spectra photons beams, as being only first approximations, to be refined later on as experimental techniques improved.

Clearly, better precision could be provided only by the use of "monochromatic" photon beams, especially when the actual number of "monochromatic photons" impinging upon the photonuclear target is counted for each measured $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ point. Three methods, using such "monochromatic photon beams", have been developed since 1970 and are summarized below.

2.1. THE MAINZ METHOD

Here one measures the total photonuclear absorption cross section $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ for each photon energy E_γ by measuring the total absorption cross section $\sigma_{abs}(E_\gamma)$ for $Z \leqslant 20$ nuclei and photon energies up to $E_\gamma \simeq 140$ MeV. The photon energy E_γ in the incident and emerging bremsstrahlung spectra are identified by means of two Compton spectrometers and one can thus write for any given E_γ:

$$\sigma(\text{tot}: E_\gamma) = \sigma_{abs}(E_\gamma) - \sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma) ,$$

where $\sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma)$ is the total atomic absorption contribution from the classical photoelectric + Compton + pair production effects. To extract the required $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ data one must compute a model-dependent value for $\sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma)$. But, unfortunately, $\sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma)$ varies as Z^2 and *increases* with E_γ from 30 to 140 MeV whereas $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ varies only as Z and *decreases* with increasing E_γ. Some typical values for a set of nuclei and an intermediate photoenergy of $E_\gamma = 80$ MeV are given in table 1.

Moreover, such theoretical evaluations of $\sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma)$ for medium and heavy nuclei, have rather large uncertainties $\Delta\sigma_{\text{tot A}}$ mostly due to the uncertain Coulomb correction term. For heavy nuclei such as Pb, the current uncertainties $\Delta\sigma_{\text{tot A}}$ are larger than the desired $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ values, thus making any extension of this Mainz procedure to heavy nuclei highly problematic.

TABLE 1

Values of the total photonuclear cross section, $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ and the total photoatomic cross section, $\sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma)$ at $E_\gamma = 80$ MeV

	O	Ca	Sn	Pb
$\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ (mb)	1.5 [a])	3 [a])	8 [b])	14 [b])
$\sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma)$ (mb) [c])	466	2380	12 800	30 800
$\frac{\sigma(\text{tot}: E_\gamma)}{\sigma_{\text{tot A}}(E_\gamma)}$	3.2×10^{-3}	1.3×10^{-3}	6×10^{-4}	4.5×10^{-4}
$\frac{\Delta\sigma_{\text{tot A}}}{\sigma_{\text{tot A}}}$ [d])	$<1\times10^{-3}$	$<210^{-3}$	$\sim5\times10^{-3}$	$\sim1\times10^{-2}$

[a]) Ref. [1]).
[b]) Present paper.
[c]) Ref. [21]).
[d]) The $\Delta\sigma_{\text{tot A}}$ errors were evaluated using data from ref. [8]).

2.2. THE BONN METHOD

At the 500 MeV Bonn synchrotron, monochromatic photons can be produced, in the energy range 215 MeV $< E_\gamma <$ 385 MeV, by tagging the photons of an incident bremmstrahlung spectrum. A group at Bonn recently undertook to detect the charged particles (p or π) emitted with $E_p > 60$ MeV or $E_\pi > 40$ MeV after the nuclear absorption of such a photon E_γ. Having thus measured a partial cross section, $\sigma(\gamma, \text{p or } \pi)$, one has to rely upon an intranuclear cascade model [9]) to ascertain the percentage r of the decay processes after absorption of a photon E_γ which leads to the emission of either a detectable proton ($E_p > 60$ MeV) or a pion ($E_\pi > 40$ MeV). The total photonuclear absorption is then assumed to be

$$\sigma(\text{tot}: E_\gamma) = \frac{\sigma(\gamma, \text{p or } \pi)}{r},$$

where r is close to 1 for light nuclei. However, $r \simeq 0.25$ at photon energies around $E_\gamma = 215$ MeV for Sn or Pb nuclei [10]).

Unfortunately, one should expect a still lower value of r for $E_\gamma < 140$ MeV, due to the closure of the π-channel and to an increased hindrance for proton emission by the Coulomb-barrier effect. For example, Chang and Wu [15]) computed, with their intranuclear cascade model, that following the absorption of a 100 MeV photon by a Pb nucleus: (a) 37% of the possible decay channels include at least 1 proton, and (b) 16% of the possible decay channels include at least a proton with $E_p > 10$ MeV. Only case (b) should be considered for a 1 mm thick Pb target, which would provide a very poor counting rate anyway (since no 4π proton detectors are yet easily available).

Thus the final total photonuclear cross section at $E_\gamma \doteq 100$ MeV would be evaluated from a measurement of $\sigma(\gamma, \mathrm{p}: 100\ \mathrm{MeV})$ according to

$$\frac{\sigma(\gamma, \mathrm{p}: 100\ \mathrm{MeV})}{0.16} \simeq \sigma(\gamma, \mathrm{tot}: 100\ \mathrm{MeV}),$$

where the normalization factor $1/0.16 \simeq 6$ could only be known with the uncertainties inherent in such a model.

2.3. THE SACLAY METHOD

The Saclay group decided to extend the method used for measuring $\sigma(\mathrm{tot}: E_\gamma)$ of heavy nuclei in the GDR region, systematically used at Livermore and the 60 MeV Saclay linac [11]), to photon energies $E_\gamma > 30$ MeV. To do this two new experimental procedures had to be developed.

(i) One had to improve the "quality" of the existing Saclay variable energy quasi-monochromatic photon beam, obtained by the in-flight annihilation of monoenergetic positrons. Since a detailed description of this new Saclay facility has recently been published [12]), we shall merely recall the essential points. One shows that, for a certain loss in "monochromatic" photon beam intensity, the annihilation to bremsstrahlung ratio at a given photon-energy E_γ increases considerably with the observation angle, θ, with which the radiator is observed. The large monoenergetic positron currents (10 to 50 nA) produced by the ALS at energies between 20 and 145 MeV, thus allowed us to use only photons emitted around $\theta \simeq 4°$ and still to obtain roughly 10^4 monochromatic annihilation photons per second at the photonuclear target site.

(ii) One also had to improve the performance of a 4π, 250 litre, gadolinium-loaded liquid scintillator photoneutron detector, also previously described in the literature [13]). Such a detector has an efficiency of roughly $\varepsilon \simeq 65\%$ and, when observing a $(\gamma, in\ kp)$ event say, the ensuing, simultaneously emitted, i neutrons are first thermalized and dispersed in time before being absorbed and detected, in a time gate of $\simeq 25\ \mu$s, by means of a (n, γ) capture in Gd. In principle, at least, such a facility allows for separate and simultaneous measurements of the partial photoneutron cross sections $\sigma(\gamma, in)$ as a function of the photon energy E_γ. A detailed description of this experimental procedure for photoneutron multiplicities below 4 ($i < 4$), can be found in ref. [13]). Of course, in order to extend the measurements up to $E_\gamma \sim 140$ MeV, with the associated large multiplicities (which were measured up to $i = 12$), some important improvements had to be achieved. These were (a) to improve the mechanical and electronic shielding against beam-independent B_0 and beam-dependent B_b backgrounds, (b) to decrease the dependence of the detector efficiency upon the neutron energy, (c) to refine the mathematical processes by which the raw detector data are linked to the final desired $\sigma(\gamma, in)$ values. The details of such improvements are described in a separate paper [14]). But even so, some

model-dependent errors (hopefully minor) still remain when evaluating $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ where the latter can be expressed as:

$$\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq \sum_{i=1} \sigma(\gamma, i\text{n}) = \sigma^{(1)}(E_\gamma) .$$

Clearly, the above expression for $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ does not include the partial cross sections in which *only* charged particles or photons are emitted. One can get a quantitative idea of the smallness of such an omission by using an intranuclear cascade model. For instance, Chang and Wu computed that, following the absorption of a 100 MeV photon by a Pb nucleus, less than 10^{-3} of $\sigma(\text{tot}: 100\ \text{MeV})$ corresponds to decay channels containing charged particles only [15]). Their model predicts that the emitted protons should appear mostly in the $(\gamma, 1\text{p}\, i\text{n})$ channels, which are, in fact, included in our $\sigma(\gamma, i\text{n})$. A similar trend is displayed by experimental results. For example Shoda's measurements for ^{142}Nd and for ^{181}Ta showed that [16,17])

$$\int^{26\ \text{MeV}} \sigma(\gamma, \text{p})\, \text{d}E_\gamma \leqslant 3 \times 10^{-2} \int^{26\ \text{MeV}} \sigma(\gamma, \text{n})\, \text{d}E_\gamma .$$

No similar precise measurements exist for the higher energy range. However, some information can certainly be extracted from the recent study of the ^{209}Bi $(\pi^-, i\text{nyp})$ reaction, carried out at SIN with stopped pions which are captured by a quasideuteron, thus bringing into the nucleus an energy of ~140 MeV and no momentum (a situation somewhat similar to that expected for the absorption of a 140 MeV photon by a nucleus). It was found [18]) that the average neutron multiplicity was 6.8 ± 0.4 while the average proton multiplicity was only 0.37 ± 0.16.

One can therefore expect that, in a heavy nucleus such as lead, the omission of the $\sigma(\gamma, \text{p}) + \sigma(\gamma, 2\text{p}) + \sigma(\gamma, \alpha) + \cdots$ cross sections can only cause errors of roughly $\Delta\sigma(\text{tot}: E_\gamma) < 5 \times 10^{-2} \sigma(\text{tot}: E_\gamma)$. As will be seen later, such an error is smaller than the overall error bars pertaining to our measurements.

3. The evaluation of the $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ data and the experimental uncertainties

As pointed out before, the evaluation of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq \sum_{i=1} \sigma(\gamma, i\text{n})$ seems to imply the separate determination of the true partial cross sections $\sigma(\gamma, i\text{n}) \pm \Delta\sigma(\gamma, i\text{n})$ for each neutron multiplicity i. Actually we found it better to consider quantities defined by:

$$\sigma^{(i)}(E_\gamma) = \sum_{i=j} \sigma(\gamma, i\text{n}: E_\gamma) .$$

The reason for such a choice is that any of the above quantities $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ can be obtained with an uncertainty $\Delta\sigma^{(i)}$ much smaller than any of the uncertainties $\Delta\sigma(\gamma, i\text{n})$. Actually, when one computes $\Delta\sigma^{(i)}$, it turns out that one obtains [14]) a partial cancellation of the various $\Delta\sigma(\gamma, i\text{n})$ uncertainties. While the uncertainties

$\Delta\sigma(\gamma, in)$ are so large that the extraction of meaningful $\sigma(\gamma, in)$ data becomes very difficult, the uncertainties for the $\sigma^{(j)}$ results remain reasonable.

Any of the above cross sections $\sigma^{(j)}$, is obtained in a two-step measurement:

(a) During a typical two-hour run a given number, $Q = 0.8$ to 1.5×10^{15}, of monoenergetic positrons with a total energy E_+ passes through a low-Z radiator (LiH). Bremsstrahlung photons, which are continuous in energy, and annihilation photons with energy $E_\gamma = f(E_+, \theta)$, are emitted near the selected angle θ and impinge upon the photonuclear target. The energy spectrum $\phi_{LiH}(\omega)$ of these photons is represented in fig. 1A.

(b) Then, in the second step, the same number Q of monoenergetic positrons with the same energy E_+ passes through a high-Z radiator (Cu) of the same thickness in radiation lengths. For the same collimation around the angle θ, the photons represented by the spectrum $\phi_{Cu}(\omega)$ of fig. 1B will then impinge upon the same photonuclear target. During these two experiments the quantities actually measured are the yields Y_j(LiH) and Y_j(Cu). These are the number of events in which j neutrons are detected from the photonuclear target. Within the restrictions that corrections have been applied for all background contributions to the yields measured with the two radiators and that the counting rates are so low that pile-up

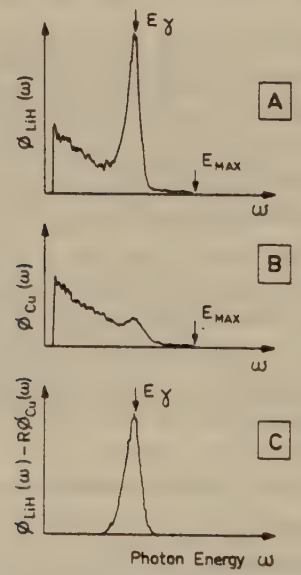


Fig. 1. (A) Typical photon spectrum $\phi_{LiH}(\omega)$, radiated at $\theta = 4°$ by $E_+ = 110$ MeV positrons passing through a LiH radiator, measured with a $8'' \times 12''$ NaI crystal. (B) Typical photon spectrum $\phi_{Cu}(\omega)$, radiated at $\theta = 4°$ by $E_+ = 110$ MeV positrons passing through a Cu radiator, measured with the same 20.3×30.5 cm NaI crystal. (C) Typical photon-difference spectrum $\phi_{LiH}(\omega) - R\phi_{Cu}(\omega)$ with the "monochromatic annihilation line" centered at $E_\gamma = 72$ MeV. The FWHM of this line is essentially determined by the 20.3×30.5 cm NaI resolution [12]) and the actual E_γ line width is much smaller than the one shown. The total number of "monochromatic annihilation photons" S, discussed in the text, is given by the area under the peak of (C).

effects can be neglected, these yields Y_j(LiH) [or Y_j(Cu)] are related to the number of photonuclear events, N_i(LiH) [or N_i(Cu)], of multiplicity i photoneutrons by the expression

$$Y_j = \sum_{i=j}^{m} W_{ij} N_i ,$$

where $j \leqslant i$ and m is the maximum neutron multiplicity possible due to the absorption by the target of a photon of energy $E_\gamma = E_{max}$ and N_i and W_{ij} are given by:

$$N_i(\mathrm{LiH}) = \int_0^{E_{max}} \phi_{\mathrm{LiH}}(\omega)\sigma(\gamma, in{:}\,\omega)\,\mathrm{d}\omega ,$$

$$N_i(\mathrm{Cu}) = \int_0^{E_{max}} \phi_{\mathrm{Cu}}(\omega)\sigma(\gamma, in{:}\,\omega)\,\mathrm{d}\omega ,$$

$$W_{ij} = \frac{i!}{(i-j)!\,j!}\,\varepsilon^j(1-\varepsilon)^{i-j} .$$

Here ε is the efficiency of the neutron detector for detecting a single neutron. The total number of multiple neutron events detected, for example in the first experiment with the LiH radiator, can thus be written in the form:

$$Y^{(1)}(\mathrm{LiH}) = \sum_{j=1}^{m} Y_j(\mathrm{LiH}) .$$

Note that for $\varepsilon \to 0$, $Y^{(1)} \to Y_1 = \varepsilon(N_1 + 2N_2 + 3N_3 + \cdots + mN_m)$, i.e. it is proportional to an integral over the total neutron yield cross section. For $\varepsilon \to 1$, $Y^{(1)} \to N_1 + N_2 + N_3 + \cdots N_m$ and is proportional to an integral over the sum of all cross sections in which one or more neutrons are emitted.

The basic mathematical techniques connected with solving the m equations for Y_j to obtain the quantities N_i (i.e. a *neutron multiplicity* unfolding procedure), are akin to those associated with the analysis of bremsstrahlung yield curves to obtain photonuclear cross sections in the well-known *photon energy* spectrum unfolding procedure. A difference is that in the neutron multiplicity unfolding, the number m is much smaller than in the bremsstrahlung yield curve analysis and the efficiency matrix is better known than the bremsstrahlung matrix associated with the beam produced by a particular electron accelerator. Just as in the case of the analysis of bremmsstrahlung yield curves, where it was always possible to know the integral of the cross section to some upper energy limit E_m with a much smaller uncertainty than the average cross section over some energy bin at an energy $E_\gamma \leqslant E_m$, so in this case the quantities $N^{(j)} = \sum_{i=j}^{m} N_i$ can be determined with much smaller uncertainties than those associated with any single term N_k in $N^{(j)}$. It can be readily shown [14]) that N_k and $N^{(j)}$ and their uncertainties are given by matrix equations of the form; e.g.

$$N_k = \sum_i a_{ki} Y_i , \quad N^{(j)} = \sum_i b_{ji} Y_i .$$

As has been indicated above, the quantities $N_i(\mathrm{LiH})$ [or $N_i(\mathrm{Cu})$] are integrals of the inclusive photoneutron cross section for the production of i neutrons over the spectra of photons represented in fig. 1A (LiH) or 1B (Cu). If the bremsstrahlung spectrum produced by positrons passing through a LiH radiator has the same shape as that when they pass through a Cu radiator and if, as is indicated by fig. 1C, it is possible to normalize these two spectra with a simple factor R to produce a spectrum that consists only of an annihilation peak at E_γ, then the summed cross section $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ is given by:

$$\sigma^{(i)}(E_\gamma) = \frac{N^{(i)}_{\mathrm{LiH}} - RN^{(i)}_{\mathrm{Cu}}}{S} \frac{A}{t\mathcal{N}},$$

where S is the total number of monochromatic photons with energy E_γ, shown in fig. 1C, namely

$$S = \int_0^{E_{\max}} [\phi_{\mathrm{LiH}}(\omega) - R\phi_{\mathrm{Cu}}(\omega)]\, \mathrm{d}\omega .$$

In this expression A is the mass number of the target nucleus, t is the target thickness in g/cm^2 and $\mathcal{N}$ is Avogadro's number. Typical figures are $S = 0.5$ to 1×10^8 and $t\mathcal{N}/A \simeq 6\times10^{21}$ atoms/cm^2. It should be emphasized here that the normalization factor R must be measured carefully for each experiment.

As an example of the order of magnitude of the figures involved one obtains, for a measurement of a Pb target (6.5×10^{21} atoms/cm^2) with $E_\gamma = 72$ MeV annihilation photons produced at $\theta \sim 4°$ by 110 MeV positrons:

$$\sigma^{(5)}(72\ \mathrm{MeV}) = \frac{N^{(5)}_{\mathrm{LiH}} - RN^{(5)}_{\mathrm{Cu}}}{S} \frac{A}{t\mathcal{N}} = \frac{6231 - 2569}{6.7\times10^7} \frac{A}{t\mathcal{N}} = 8.2 \pm 1.5\ \mathrm{mb},$$

$$\sigma^{(2)}(72\ \mathrm{MeV}) = \frac{N^{(2)}_{\mathrm{LiH}} - RN^{(2)}_{\mathrm{Cu}}}{S} \frac{A}{t\mathcal{N}} = \frac{30712 - 23981}{6.7\times10^7} \frac{A}{t\mathcal{N}} = 15.1 \pm 1.2\ \mathrm{mb},$$

where overall uncertainties of $\Delta\sigma^{(5)}/\sigma^{(5)} \simeq 0.20$ and $\Delta\sigma^{(2)}/\sigma^{(2)} \simeq 0.08$ are associated with the above values.

The three main error sources contributing to these uncertainties are:

(a) The statistical uncertainties, which are the predominant ones for our experimental conditions.

(b) The "subtraction errors", which should be associated with a possible error, $\Delta R/R \sim 2\times10^{-2}$, in our evaluation of the normalizing factor R between the LiH and the Cu bremsstrahlung spectra. This effect has been analyzed in detail in a previous paper [12]).

(c) The overall uncertainty $\Delta\varepsilon$ in the "actual" efficiency ε of the neutron detector. It consists of two parts, $\Delta\varepsilon'$ and $\Delta\varepsilon''$. First, an uncertainty, $\Delta\varepsilon'/\varepsilon \simeq 1\times10^{-2}$ is associated with the preliminary "off-line" measurement of $\varepsilon = \varepsilon_0$ using ^{252}Cf fission neutrons whose average energy is ~2.17 MeV. Second, in the formula used to

evaluate the quantities $N^{(j)}$ and finally $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$, the coefficients $b_{ji}(\varepsilon)$ were computed numerically by making $\varepsilon = \text{constant} = \varepsilon_0$. Of course, the actual detection efficiency, $\varepsilon = f(E_n)$, depends upon the energy, E_n, of each particular photoneutron. But the energy E_n of a particular photoneutron, emitted in a (γ, in) reaction, is a function of the absorbed photon energy E_γ and the neutron multiplicity i. In such a photonuclear event one has to consider the average neutron energy, $\bar{E}_n$, and the associated "average" detection efficiency $\bar{\varepsilon} = f(\bar{E}_n)$.

Actually, both theoretical cascade models [15]) and a first analysis of our experimental data [19]) show that, following the absorption of a photon E_γ by a heavy nucleus, a fraction fE_γ of the excitation energy is carried off by the emission of n_f fast neutrons and (or) p_f fast protons, whereas the fraction $(1-f)E_\gamma$ excites a compound-nucleus final stage from which n_s slow neutrons are evaporated. These n_s maxwellian evaporation neutrons are emitted with an average kinetic energy $\simeq 2$ MeV and are actually detected with the efficiency ε_0. The actual neutron detector efficiency, $\varepsilon = f(E_n)$, published in a previous paper [13]), used Monte Carlo computations applied to a bare detector sphere filled with liquid scintillator. But in our experiment, the thick shielding surrounding this sphere reflects some of the escaping neutrons back towards the detector, which renders the decrease of ε with E_n much less important [14]) so that one still has $\varepsilon = 0.8\varepsilon_0$ for $E_n \geq 14$ MeV. Since, in the case of Pb [ref. [19])], one has an average value of $(\bar{n}_f/\bar{n}_s) < 20\%$, one can show that the $\varepsilon = C^t = \varepsilon_0$ assumption introduces a possible systematic error of $\Delta\varepsilon''/\varepsilon \leq 3\times 10^{-2}$. The overall possible error $\Delta\varepsilon/\varepsilon$, used for the computation of the $\Delta\sigma^{(j)}$ uncertainties, was thus assumed to be $\Delta\varepsilon/\varepsilon \simeq 3\times 10^{-2}$.

4. The $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ results

For reasons detailed in sect. 5, the overall statistical and systematic uncertainty $\Delta\sigma^{(1)}$, pertaining to $\sigma^{(1)}$, is much greater than the corresponding uncertainty $\Delta\sigma^{(2)}$ associated with $\sigma^{(2)}$. But we know that $\sigma^{(1)} \simeq \sigma^{(2)} + \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn)$, and hence the following question arises: can one assume, or demonstrate, that $\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)} \simeq \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn)$ is small enough to be neglected for incident photons in the $30 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 140$ MeV range?

If one can indeed neglect $\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}$ then most of the relevant information required for the evaluation of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ would be contained in $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ which has an appreciably smaller uncertainty $\Delta\sigma^{(2)}$ than the corresponding $\Delta\sigma^{(1)}$.

Turning again to the Chang and Wu model [15]), we note that they predict for ^{208}Pb

$$\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)} \simeq 0.035\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \text{ for } E_\gamma = 40 \text{ MeV},$$

$$\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)} \simeq 0.011\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \text{ for } E_\gamma = 70 \text{ MeV},$$

$$\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)} \simeq 0.04\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \text{ for } E_\gamma = 100 \text{ MeV}.$$

Very similar results were obtained with the Oak Ridge evaporation code PICA for the case of another heavy nucleus, ^{197}Au, by Pringle *et al.* [20]).

Assuming, therefore, (see also sect. 5) that our basic hypothesis,

$$\sigma(\mathrm{tot}:E_\gamma) \simeq \sigma^{(2)}(E_\gamma)\,,$$

is reasonable, which means that it includes a systematic error $\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}$ which is smaller than the final experimental errors, we shall limit the presentation of our experimental data to $\sigma^{(j)}$ with $j \geq 2$ for the following nuclei: Sn, Ce, Ta, Pb and U.

4.1. THE Pb DATA

A first set of $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ results, for photon energies below $E_\gamma = 106$ MeV, has already been published [22]). In fig. 2 we present our $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ data for a 2.27 g · cm^{-2} thick natural Pb target and photon energies between 20 and 140 MeV. Arrows indicate the theoretical [21]) binding energies B_{jn}, of j neutrons in ^{208}Pb for $j \geq 3$. One observes very good agreement between the experimental onset of $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ and the corresponding threshold value B_{jn}, even though no threshold constraints whatsoever were imposed in computing $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ from the raw data. The continuous lines represent "smoothed average $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ plots", drawn through the error-bar weighted experimental points, which are expected to give the energy dependence of $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ more precisely since no structure is expected in the cross section in this energy range. One further notes that the relative uncertainties $\Delta\sigma^{(j)}/\sigma^{(j)}$ decrease with decreasing j, as previously indicated in the numerical example given for Pb at $E_\gamma = 72$ MeV.

The essential information contained in fig. 2 is summarized in fig. 3, where:

(i) $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ is assumed to be a reasonable representation of $\sigma(\mathrm{tot}:E_\gamma)$, a point which will be more closely examined later on.

(ii) Individual $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ points and their experimental uncertainties are only given for the extreme j-values, namely $\sigma^{(2)}$ and $\sigma^{(10)}$ in this case.

(iii) The dashed as well as the full curves representing $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ for $j \geq 2$, are meant to give the "smoothed averages" drawn through the error bar weighted experimental points. Since no "structure" is expected in the photon energy interval shown, the uncertainties attached to these "averaged $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ plots" are surely smaller than the ones attached to the individual $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ points.

The following important point should also be mentioned here. Although the differences between any two consecutive smoothed curves in fig. 3, namely $\sigma^{(j)}(E_\gamma) - \sigma^{(j+1)}(E_\gamma)$, should indeed represent the so-called partial photoneutron cross section $\sigma(\gamma, jn:E_\gamma)$, the actual experimental uncertainties are such that one can merely consider such a difference as a very rough approximation to the true $\sigma(\gamma, jn:E_\gamma)$ photoneutron cross section.

4.2. THE Sn, Ce AND Ta DATA

The Sn, Ce and Ta experimental results, obtained with natural targets of 2.74, 5.7 and 2.7 g · cm^{-2} respectively, are shown in figs. 4 to 6. No individual $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ plots

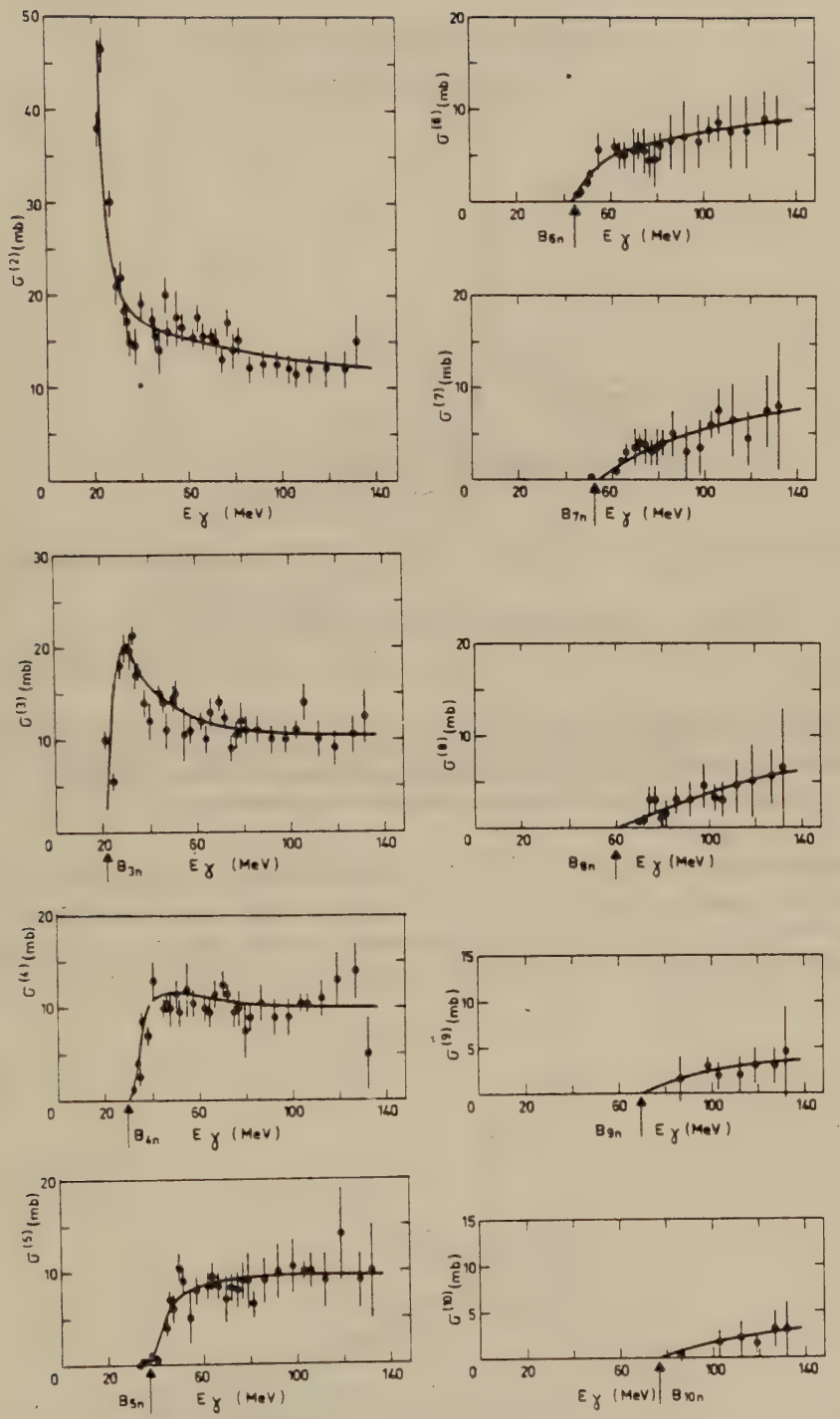


Fig. 2. Experimental $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ data points for Pb and photon energies between $E_\gamma = 20$ and 140 MeV are shown for $j = 2$ to 10. Arrows indicate theoretical [21]) neutron thresholds B_{jn} for the emission of $j \geq 3$ neutrons from ^{208}Pb. The full lines represent "smoothed average $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ plots" drawn through the error bar weighted experimental points (see text for details).

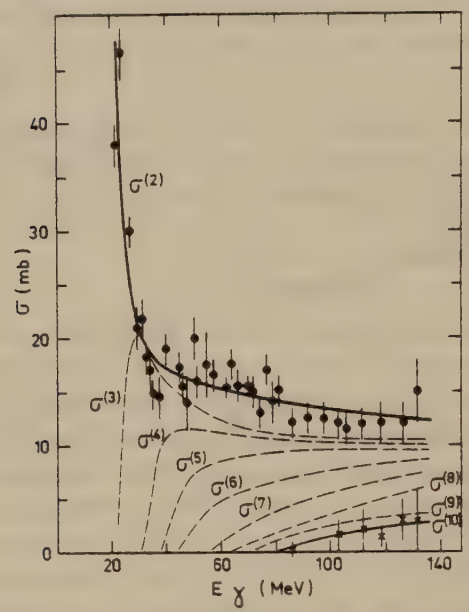


Fig. 3. Experimental $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(\max)}(E_\gamma) = \sigma^{(10)}(E_\gamma)$ results for Pb and photon energies E_γ between 20 and 140 MeV. The solid and dashed lines represent "smoothed average $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ plots" drawn through the error-bar weighted experimental points. No data points are shown for intermediate $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ results which are only represented by the dashed curves.

will be shown and only a set of $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ curves, similar to those given in fig. 3 for Pb, will be presented for each of these nuclei. In figs. 4 to 6 only the $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(\max)}(E_\gamma)$ data are shown as experimental results with their uncertainties and $\sigma^{(\max)}(E_\gamma)$ equals $\sigma^{(7)}$, $\sigma^{(8)}$ and $\sigma^{(9)}$ for Sn (fig. 4), Ce (fig. 5) and Ta (fig. 6),

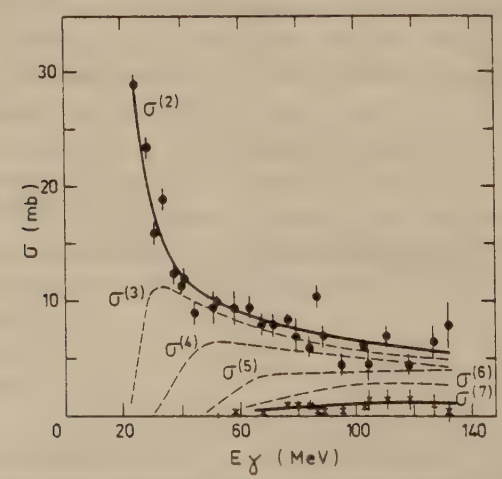


Fig. 4. Experimental $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(\max)}(E_\gamma) = \sigma^{(7)}(E_\gamma)$ results for Sn. Remainder of caption as in fig. 3.

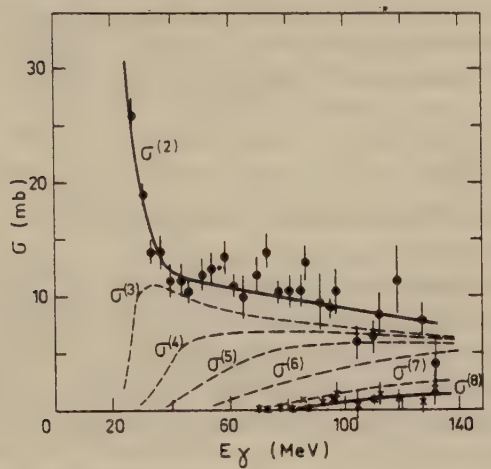


Fig. 5. Experimental $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(max)}(E_\gamma) = \sigma^{(8)}(E_\gamma)$ results for Ce. Remainder of caption as in fig. 3.

respectively. Intermediate $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ plots are indicated by dashed lines which represent smoothed averages drawn through the error bar weighted experimental points.

As for the plots of $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ with the largest (j) values, shown in figs. 2 to 6, their meaning can best be understood by means of an example. Let us consider the Ce case at $E_\gamma \simeq 134$ MeV shown in fig. 5. At such a photon energy, we might still have

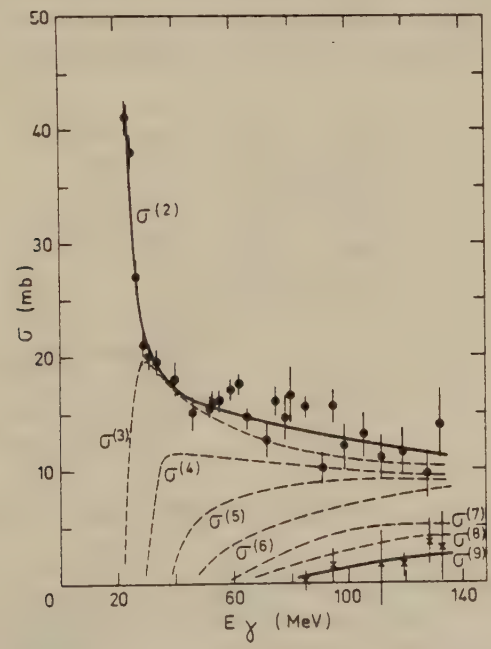


Fig. 6. Experimental $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(max)}(E_\gamma) = \sigma^{(9)}(E_\gamma)$ results for Ta. Remainder of caption as in fig. 3.

measured $\sigma^{(9)}$, $\sigma^{(10)}$ and even $\sigma^{(11)}$ separately, but their values were found to be too small to be significant. Our actual experimental conditions are such that, in the Ce case, we can only measure $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ values of roughly 1 mb for $j \geq 5$ and therefore only physically meaningful measurements are shown.

4.3. THE U DATA

One finds that the experimental uncertainties for the uranium case are much larger because large background corrections have to be made. The radioactive U target produced an intense gamma-ray background, which unfortunately, was also detected by the liquid scintillator of the 4π neutron detector. Nevertheless, data are presented in the same way as for the previously shown nuclei. The $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(\max)}(E_\gamma) = \sigma^{(12)}(E_\gamma)$ data, shown in fig. 7, are connected by solid lines representing the "smoothed" average through the error bar weighted experimental points.

5. The case of the $\sigma^{(1)}$ data

The measurements of $\sigma^{(1)}$ are particularly hampered by large statistical and systematic uncertainties. Even though the use of photon spectra at $\theta = 4°$, shown in

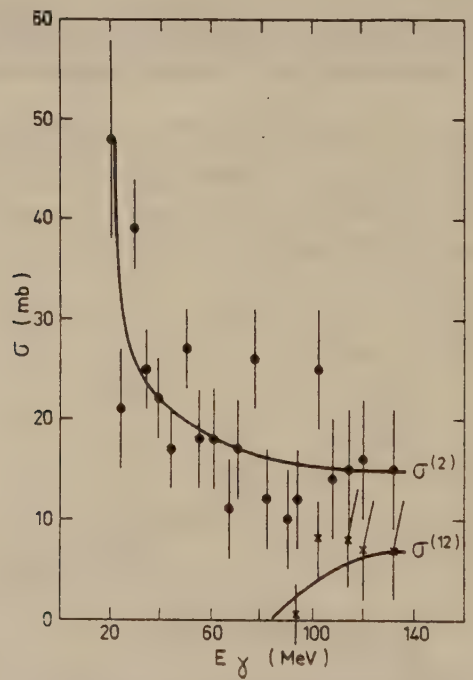


Fig. 7. Experimental $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(\max)}(E_\gamma) = \sigma^{(12)}(E_\gamma)$ results for U. Remainder of caption as in fig. 3 but no intermediate $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ plots are shown at all.

fig. 1, decreases the number of bremsstrahlung photons, the photons remaining in the energy range around the GDR still produce many $\sigma(\gamma, n)$ events since $\sigma(\gamma, n) >$ 400 mb for Pb and 11 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 15 MeV. Therefore the $\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}$ contribution, which will be shown to be <5 mb for Pb at $E_\gamma = 100$ MeV, will show up as a very small fractional difference between two large numbers, $[N^{(1)}_{LiH} - RN^{(1)}_{Cu}]$, and therefore will be beset with large statistical errors [which have been discussed elsewhere [12])].

A more troublesome and systematic error arises from what remains in our method of photoatomic effects which make the Mainz method inapplicable for heavy nuclei. If we work with a 2 mm thick Pb target, approximately 10% of the monochromatic photons will produce $e^+ - e^-$ pairs in the first half of this Pb target. These pairs can, in turn, produce low-energy bremsstrahlung photons in the second half of the Pb target, or even in the rear part of the neutron detector itself, if their angular distribution is made wide enough by multiple scattering in the thick photonuclear target. These low-energy "target-produced" bremsstrahlung photons can produce spurious GDR $(\gamma, 1n)$ events which might be wrongly attributed to the nuclear absorption of the monochromatic photons in the target.

Since such spurious $(\gamma, 1n)$ effects should clearly decrease with the target thickness t, we carried out several measurements at a fixed E_γ with targets of variable thickness. The assumption was that, by extrapolating the measured $\sigma^{(1)}(E_\gamma, t)$ and $\sigma^{(2)}(E_\gamma, t)$ values towards $t = 0$, one should get the true $\sigma^{(1)}(E_\gamma) - \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ difference. Since the use of very thin targets made such experiments very time consuming, these measurements were therefore carried out only for a few sampled values of the energy E_γ. Table 2 shows the results obtained for Pb, and summarizes the detailed data

TABLE 2

Measured $\sigma^{(1)}(E_\gamma) - \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ values for Pb at various photon energies E_γ (see also figs. 8 and 9)

E_γ (MeV)	$\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}$ (mb)
24	1.5 ± 4
27	−1 ± 4
33	3.5 ± 4
40	3.5 ± 4
45	6 ± 4
58	1 ± 4
82	1 ± 4
103	9 ± 4

represented in fig. 8. The shape of the solid lines in fig. 8, which fit the experimental points and allow the extrapolation towards the $\sigma^{(1)}$ value for $t = 0$, results from the combination of two spurious effects. The first one produces a "spurious (γ, n) cross section" in the target itself and varies as t^2. The second one produces a "spurious

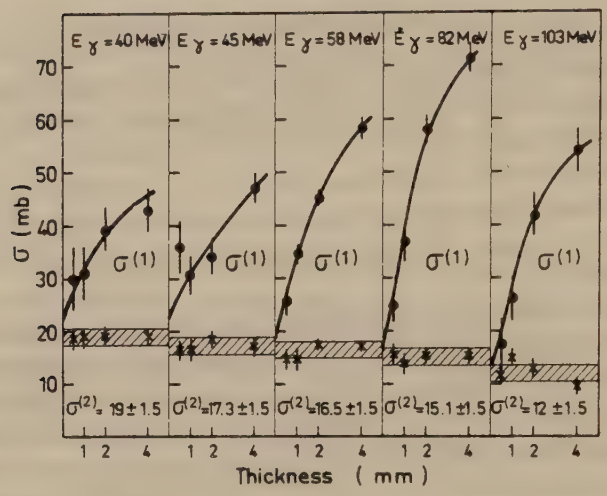


Fig. 8. The $\sigma^{(1)}(E_\gamma, t)$, ■ and $\sigma^{(2)}(E_\gamma, t)$, ✳ data, measured at $E_\gamma = 40$ MeV, 45 MeV, 58 MeV, 82 MeV and 103 MeV for Pb. For each energy, E_γ, four measurements were carried out with Pb targets of thicknesses $t = 0.5$ mm, 1 mm, 2 mm and 4 mm (see also table 2).

(γ, n) cross section" in the rear part of the neutron detector, and depends mostly on the multiple scattering angle of the electron and positron pairs in the target, which varies as $\sqrt{t}$.

One observes that $\sigma^{(1)} \simeq \sigma^{(2)}$ within the error bars given for $\sigma^{(2)}$ in fig. 2 (or 3). However, there probably is a small positive $\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}$ contribution between 30 and 60 MeV which is represented by the difference between the dotted and solid lines in fig. 9.

When one uses the $\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}$ values of table 2 one finds that

$$\int_{30\,\mathrm{MeV}}^{140\,\mathrm{MeV}} [\sigma^{(1)}(E_\gamma) - \sigma^{(2)}(E_\gamma)]\, \mathrm{d}E_\gamma \leq 4 \times 10^{-2} \sigma_0 ,$$

whereas Wu and Chang predicted $\simeq 1 \times 10^{-2} \sigma_0$ for the above integral. Moreover, the most likely behaviour of $\sigma^{(1)}$, shown by the dotted line in fig. 14, suggests that one may observe some (γ, np) contributions above 30 MeV, i.e. for energies larger than "B_{np} + Coulomb barrier". This contribution would slowly disappear when the average multiplicity of the emitted nucleons increases with E_γ. Exactly the same conclusions were reached experimentally for the Sn, Ce and Ta nuclei. For each of these three nuclei too, four samples with different thicknesses were used at some sampled energies and $\sigma^{(1)}(E_\gamma) - \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ was found to be $\simeq 0$ within the error bars $\Delta\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ for $E_\gamma > 60$ MeV. The integrated value of the possible contribution was also found to be $\leq 4 \times 10^{-2} \sigma_0$.

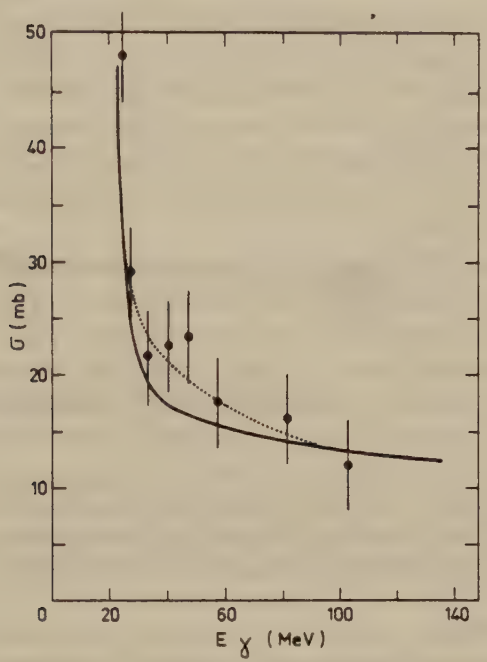


Fig. 9. Comparison of the measured $\sigma^{(1)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ data for Pb. The solid line is the smoothed averaged $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ curve already represented in figs. 2a and 3. The dotted line is drawn through the experimental $\sigma^{(1)}(E_\gamma)$ points taken from table 2.

6. Comparison of available data

Since Jones and Terwilliger [3]) did not measure the photoneutron multiplicities $\nu(E_\gamma)$, they could only evaluate neutron yield cross sections $\sigma(\gamma, x\mathrm{n}) = \sum_i i\sigma(\gamma, i\mathrm{n})$. Our experimental procedure, however, allows us to obtain total photonuclear cross sections $\sigma(\mathrm{tot}: E_\gamma) \simeq \sum_i \sigma(\gamma, i\mathrm{n}: E_\gamma)$ *directly*. Nevertheless, one can also extract photoneutron yield cross sections $\sigma(\gamma, x\mathrm{n})$ from our experimental raw data for the sole purpose of comparing them with the earlier Jones–Terwilliger results. Since we found that $\sigma^{(1)}(E_\gamma) \simeq \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ we therefore computed $\sigma(\gamma, x\mathrm{n})$ by means of the following expression

$$\sigma(\gamma, x\mathrm{n}) = \sum_i i\sigma(\gamma, i\mathrm{n}) = \sum_{j=1} \sigma^{(j)}(E_\gamma)\,,$$

where the first term $\sigma^{(1)}(E_\gamma)$ was replaced by its near equivalent $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$.

Data from ref. [3]) and our results for Pb are compared in fig. 10, where the dotted line, representing the Jones–Terwilliger data, is rather uncertain since it had to be extracted from the figures shown in their publication.

Moreover, the authors also state in their paper [3]) that "the shape of the $\sigma(\gamma, x\mathrm{n})$ curves is probably good only to within ±30%". But even when one takes the above

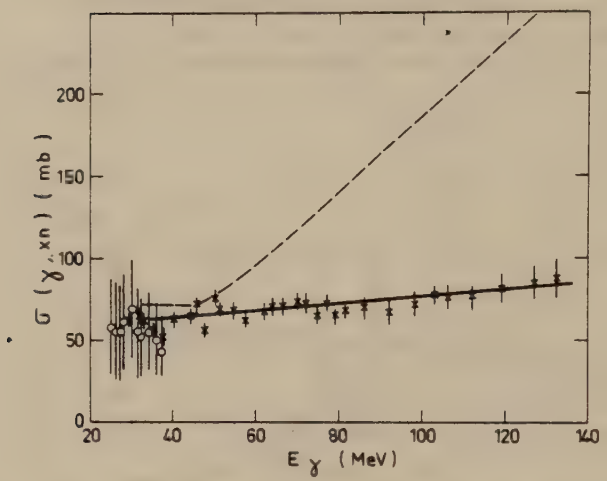


Fig. 10. Comparison between the Jones–Terwilliger photoneutron yield cross sections $\sigma(\gamma, xn)$, taken from ref. [3]) and indicated by the dashed line, and recent Saclay data, represented by the full line, for Pb and photon energies E_γ between 20 and 140 MeV. The ✳ Saclay data are from this paper but the ⌀ results were evaluated from previously published [5]) Saclay results covering the GDR photon energy region.

remarks into account, it is quite obvious from fig. 10 that our new $\sigma(\gamma, xn)$ Saclay data do not exhibit the pronounced increase with photon energy E_γ, clearly shown by the older Jones–Terwilliger results. Moreover, the average behaviour of $\sigma(\gamma, xn)$ as a function of E_γ, for the four other nuclei studied, is quite similar as shown in fig. 11.

One can also extract neutron yield cross sections $\sigma(\gamma, xn)$ from earlier Saclay measurements of the partial photoneutron cross sections $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$ and $\sigma(\gamma, 4n)$ for Pb and photon energies E_γ in the giant dipole resonance (GDR)

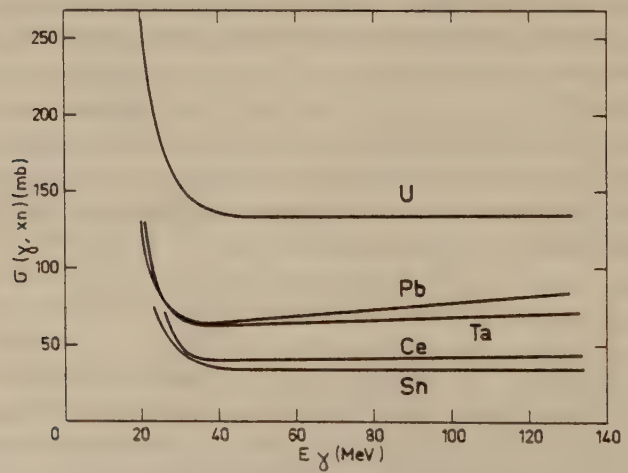


Fig. 11. The general behaviour of the "smoothed" average neutron yield cross sections $\sigma(\gamma, xn) = \sum_i i\sigma(\gamma, in : E_\gamma)$ for the Sn, Ce, Ta, Pb and U nuclei studied in the present paper (see text).

region of ($7\ \text{MeV} \leq E_\gamma \leq 35\ \text{MeV}$). These measurements were made at a photon emission angle of $\theta = 0°$ (not $\theta = 4°$ as is actually the case) and this implies a much larger contribution [12]) of bremsstrahlung photons. Such a large bremsstrahlung contamination in turn means fairly large uncertainties in the evaluation of $\sigma(\gamma, x\text{n})$ for the upper part of the GDR above $E_\gamma \simeq 20$ MeV say. Nonetheless, one sees from fig. 10, that one obtains reasonable agreement between the old and the new Saclay $\sigma(\gamma, x\text{n})$ yield data.

Our total photonuclear cross sections $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ can also be compared with the sum of the partial photoneutron cross sections which were measured at Lund [6]) for ^{197}Au and ^{127}I. One observes in fig. 12 that our $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ data are significantly larger than the Lund data. This is of course normal since they studied only a few of the possible decay channels. However it is worth noticing that their "cross sections" decrease slowly above $E_\gamma \sim 50$ MeV in good agreement with our results.

As to our own $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ results, in fig. 12 one clearly notices the regular and expected increase of $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ with the mass number A, a point which will be quantitatively examined in the section concerning the sum rules.

7. The integrated cross section and the E1 sum rule

One can also compare theoretical sum rule evaluations, which have been made for the electric dipole E1 sum rule, with integrated cross-section values extracted from

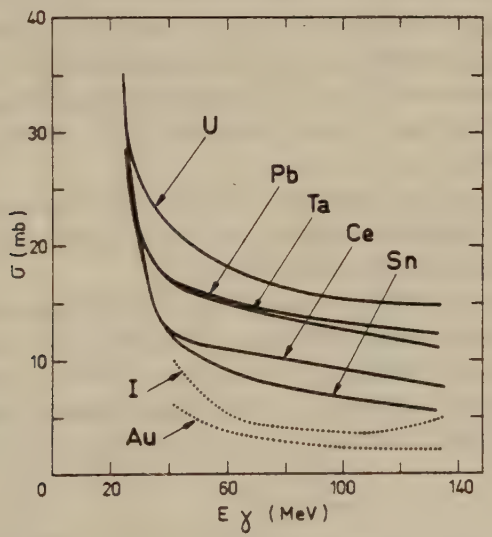


Fig. 12. A comparison between the sum of certain partial photoneutron cross sections, measured at Lund [6]) for ^{197}Au and ^{127}I and represented by the dotted curves, and the total photonuclear absorption cross section $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ for Pb, Sn, Ce, Ta and U obtained in this paper and represented by the full line plots.

the above experimental data. If one calls $\sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma)$ the total E1 photoabsorption cross section one is interested in getting the value $\Sigma_0(E1)$

$$\Sigma_0(E1) = \int \sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma)\,dE_\gamma = \frac{4\pi^2}{\hbar c}\sum_f (E_f - E_0)|\langle\psi_f|D_z|\psi_0\rangle|^2\rho_f$$

$$= \frac{2\pi^2}{\hbar c}\langle\psi_0|[D_z,[H_N, D_z]]|\psi_0\rangle\,,$$

where $E_\gamma = E_f - E_0$, $|\psi_0\rangle$ is the nuclear ground-state wave function, $|\psi_f\rangle$ is the nuclear final-state wave function, ρ_f is the density of the nuclear final states, H_N is the nuclear hamiltonian, $D_z = \sum_i \frac{1}{2}e(1+\tau_z(i))z_i$ is the dipole operator. When $[V, D_z] = 0$, where $V = \sum_{i<j} V(i,j)$ is the two-body nucleon–nucleon potential,

$$\Sigma_0(E1) = \sigma_0 = 2\pi^2 e^2 \frac{\hbar}{mc}\frac{NZ}{A} = 0.06\frac{NZ}{A}\,\text{MeV}\cdot\text{b}\,,$$

which is the classical Thomas–Reiche–Kuhn evaluation of the electric dipole sum rule for the ${}_ZA_N$ nucleus.

However, if exchange forces are present, additional terms contribute to the double commutator, and it is convenient to express $\Sigma_0(E1)$ as follows: $\Sigma_0(E1) = \sigma_0(1+K)$ MeV · b where the enhancement factor, K, can be written as

$$K = \frac{mA}{e^2\hbar^2 NZ}\langle\psi_0|[D_z,[V, D_z]]|\psi_0\rangle\,.$$

In the dipole approximation a determination of K is a global measure of the exchange component (or the momentum-dependent part) of the nuclear force.

Now the question arises: which experimental number should be compared to the calculated $\Sigma_0(E1)$ sum rule? Ziegler [23]) and Arenhövel [24]) recently wrote critical reviews of this problem where two main points have to be considered.

(a) The measured $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ values include multipoles other than E1. But one can show [23]) that for heavy nuclei, less than $0.06\int\sigma(\text{tot}: E_\gamma)\,dE_\gamma$ corresponds to Eλ transitions with $\lambda \neq 1$.

Fortunately, as has been shown by Gerasimov, the relatively small increase in the experimental integrated cross section, which is due to $\lambda \neq 1$ multipoles is fairly well compensated by the retardation effects [25]).

(b) There still remains the problem that the integration of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ has to be carried out up to some reasonable upper limit. If one wants to make a comparison with conventional theories, namely those which evaluate $\Sigma_0(E1)$ without the inclusion of isobar excitations, it is then reasonable to make such comparisons with the experimental values $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ integrated up to $m_\pi = 140$ MeV and one can thus write:

$$\int_{B_{1n}}^{140\,\text{MeV}} \sigma(\text{tot}: E_\gamma)\,dE_\gamma = \sigma_0(1+K)\,.$$

The corresponding data are summarized in table 3 and in fig. 13. The points plotted

TABLE 3

Integrated cross sections

	Sn	Ce	Ta	Pb	U	U
$\sigma_0 = 0.06NZ/A$ (MeV · b)	1.74	2.04	2.61	2.97	3.40	3.40
$E_{\gamma 0}$(MeV)	29.7	25	25	25	18	18.30
$M = \int_{B_{1n}}^{E_{\gamma_0}} \sigma_{GDR}(E_\gamma)\, dE_\gamma$ (MeV · b)	2.0 ± 0.15 [a])	2.13 ± 0.15 [b])	2.90 ± 0.23 [b])	3.48 ± 0.23 [c])	2.98 ± 0.15 [d])	3.58 [e])
(σ_0 unit)	1.15 ± 0.09	1.04 ± 0.07	1.11 ± 0.09	1.17 ± 0.08	0.88 ± 0.05	1.05
$N = \int_{E_{\gamma 0}}^{140\ \mathrm{MeV}} \sigma^{(2)}(E_\gamma)\, dE_\gamma$ (Mev · b)	0.96 ± 0.1	1.27 ± 0.1	1.73 ± 0.15	1.69 ± 0.15	2.59 ± 9.2	2.59 ± 0.2
(σ_0 unit)	0.55 ± 0.06	0.63 ± 0.05	0.66 ± 0.06	0.57 ± 0.05	0.76 ± 0.06	0.76 ± 0.06
$M+N$ (MeV · b)	2.96 ± 0.2	3.40 ± 0.2	4.63 ± 0.3	5.17 ± 0.3	5.57 ± 0.3	6.17 ± 0.3
(σ_0 unit)	1.70 ± 0.12	1.67 ± 0.10	1.77 ± 0.10	1.74 ± 0.10	1.64 ± 0.10	1.81 ± 0.10
$(M+N)$ + evaluation of the $\int_{E_{\gamma 0}}^{140\ \mathrm{MeV}} \lvert\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}\rvert\, dE_\gamma$ contribution $= (1+K)$ (σ_0 unit)	1.74 ± 0.15	1.71 ± 0.15	1.81 ± 0.15	1.78 ± 0.15	1.68 ± 0.15	1.85 ± 0.15
$\int^{m_\pi} \sigma_L(E_\gamma)\, dE_\gamma$ (σ_0 unit)	1.28 [a])	1.24 [b])	1.30 [b])	1.35 [a])	1.18 [d])	1.43 [e])

[a]) Ref. [26]). [b]) Ref. [27]). [c]) Ref. [5]). [d]) Ref. [28]). [e]) Ref. [29]).

The symbols M and N are defined in the text. The last row gives the integrated cross sections for the Lorentz line fit, $\sigma_L(E_\gamma)$ to the GDR data, published in the above references.

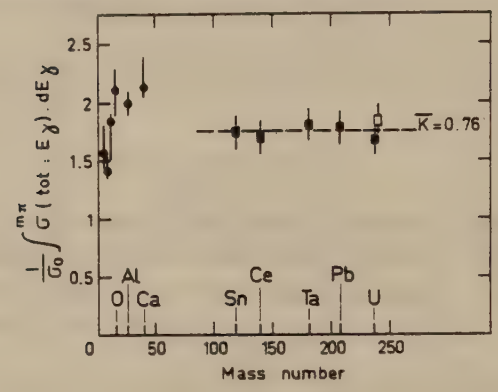


Fig. 13. The integrated experimental cross sections, $\int_{B_{1n}}^{140\,\mathrm{MeV}-m_\pi} \sigma(\mathrm{tot}:E_\gamma)\,\mathrm{d}E_\gamma$ in units of σ_0 (see table 3). The full squares combine the GDR data previously obtained at Saclay [26,27,5,28]), with the present measurements covering energies between 30 and 140 MeV. The uranium measurement is shown twice. The second value, plotted as an open square, uses the GDR data recently obtained at Livermore [29]). The ● circular points were obtained at Mainz [1]) by the total absorption method.

as squares represent our recommended integrated experimental cross sections, which were obtained from

$$\int_{B_{1n}}^{140\,\mathrm{MeV}} \sigma(\mathrm{tot}:E_\gamma)\,\mathrm{d}E_\gamma \simeq M + N + 4\times 10^{-2}\sigma_0\,.$$

Here,

$$M = \int_{B_{1n}}^{E_{\gamma 0}} \sigma_{\mathrm{GDR}}(\mathrm{tot}:E_\gamma)\,\mathrm{d}E_\gamma\,,$$

and $\sigma_{\mathrm{GDR}}(\mathrm{tot}:E_\gamma)$ is the photonuclear cross section, measured in the GDR region, which was taken to be equal to either:

$$\sigma_{\mathrm{GDR}}(\mathrm{tot}:E_\gamma) \simeq \sigma(\gamma, 1\mathrm{n}) + \sigma(\gamma, 2\mathrm{n}) + \sigma(\gamma, 3\mathrm{n})$$

for Sn [ref. [26])], Ce, Ta [ref. [27])] and Pb [ref. [5])] (previous Saclay measurements) or:

$$\sigma_{\mathrm{GDR}}(\mathrm{tot}:E_\gamma) \simeq \sigma(\gamma, 1\mathrm{n}) + \sigma(\gamma, 2\mathrm{n}) + \sigma(\gamma, \mathrm{fission})\,.$$

for U [Saclay [28]) or Livermore [29]) previous measurements]. Finally, we put

$$N = \int_{E_{\gamma 0}}^{140\,\mathrm{MeV}} \sigma^{(2)}(E_\gamma)\,\mathrm{d}E_\gamma$$

where $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ are the newly measured data presented in this paper. The $4\times 10^{-2}\sigma_0$ term is our best measurement of the $\int_{E_{\gamma 0}}^{140\,\mathrm{MeV}} [\sigma^{(1)}(E_\gamma) - \sigma^{(2)}(E_\gamma)]\,\mathrm{d}E_\gamma$ contribution from the $(\gamma, 1\mathrm{n})$ and $(\gamma, 1\mathrm{p}\,1\mathrm{n})$ channels. Since our best knowledge of the contribution of the (γ, p), $(\gamma, 2\mathrm{p})$, . . . channels to the integrated cross section can be evaluated

to be smaller than $5 \times 10^{-2} \sigma_0$, it is clear that the error bars shown in fig. 13 largely include this small (and yet unmeasured) contribution. On the same figure 13 the Mainz values for Li, Be, C, O and Ca nuclei [1]) are also represented with error bars including both statistical and systematic errors. It might be worth noticing that these Mainz values, and their corresponding error bars, may have to be slightly modified if one wants to use more recent and perhaps more precise evaluations [8,30]) of the total atomic cross sections, $\sigma_{\mathrm{tot\,A}}(E_\gamma)$.

One is thus led to the conclusion that the average enhancement factor, $\bar{K}$, for the 5 heavy nuclei, Sn, Ce, Ta, Pb and U, has a value of

$$\bar{K} = 0.76 \pm 0.10 \,.$$

Moreover, K seems to be quite independent of A over the $119 < A < 238$ range (i.e. a factor of 2 in A). One notices further that this average $\bar{K} = 0.76$, would agree with an average K-value taken from the Mainz data only. Finally, our $\bar{K} = 0.76$ result is about twice the value often quoted about ten years ago, when an integration up to $E_\gamma = m_\pi$ of the Lorentz line, fitting the GDR data, was considered to be reasonable. As shown in the last row of table 3, such a procedure leads to $K \simeq 0.30$.

A large value for K ($\simeq 1$) has been predicted theoretically by Arima *et al.* [31]), Weng *et al.* [32]) and Gari *et al.* [33]) and is mostly due to the tensor interactions. In order for these to contribute fully, tensor correlations must be considered in the nuclear ground state $|\psi_0\rangle$ used to evaluate the expectation value of the double commutator. Similar theoretical estimates of the enhancement factor K were recently published by Sandler and Clark [34]), who have calculated this number for symmetrical correlated nuclear matter at $k_f \simeq 1.2$ fm^{-1}, and their results ($K = 0.72$ for the Hamada–Johnston or $K = 0.89$ for the Gammel–Christian–Thaler interaction) confirm the importance of tensor correlations.

Recently, Brown and Rho [35]) divided K into two parts, $K = K_1 + K_2$. The first, K_1, should show up in the integrated cross section in the GDR region, (say up to 25 MeV) and has been connected by Fujita [36]) to δ_{g_l}, the change in the nucleonic g-factor arising from exchange currents. Our results, quoted in the third row of table 3, would lead to an experimental value (averaged over Sn to U) of:

$$\int_{B_{1n}}^{25\ \mathrm{MeV}} \sigma_{\mathrm{GDR}}(\mathrm{tot}: E_\gamma)\, \mathrm{d}E_\gamma = \sigma_0(1 + K_1) \quad \text{with } K_1 \simeq 0.12 \pm 0.05 \,.$$

Such a value does not disagree with the statement of Brown and Rho that their model predicts a small (probably less than 0.2) K_1 value when the total photonuclear cross sections are integrated up to 25 MeV, a reasonable, albeit somewhat arbitrary cut off energy for the GDR region. The second part, K_2, should be mainly due to the effect of the tensor force and tensor correlations which involve high virtual momenta. Hence their contribution should be found above the GDR in the $25\ \mathrm{MeV} < E_\gamma <$ 140 MeV region, where another mechanism, the "quasideuteron effect", is expected

to be mostly responsible for the photon absorption [37]). Our results thus lead to the value $K_2 = 0.64 \pm 0.10$.

8. The energy dependence of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ and the quasideuteron effect

One may study the quasideuteron effect by studying the E_γ dependence of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$. Fig. 14 shows how the Lorentz line $\sigma_L(E_\gamma)$, used to fit the GDR data, provides a very good fit to the experimental data [5]) up to $E_\gamma = 25$ MeV for the Pb case. For $E_\gamma > 25$ MeV, one observes that $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) > \sigma_L(E_\gamma)$, and for $E_\gamma = 40$ MeV

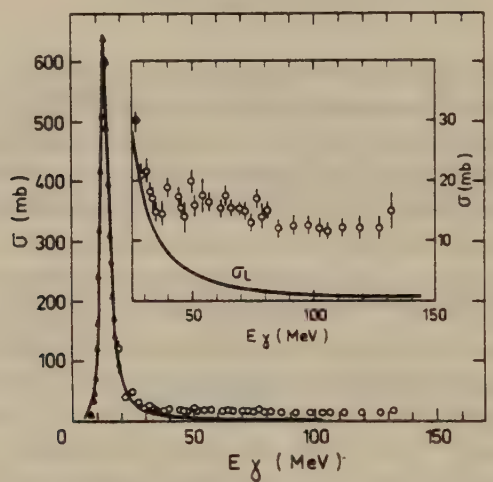


Fig. 14. Total photonuclear absorption cross-section data $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ for Pb. Results obtained in the GDR region are represented by triangular points and come from ref. [5]). The circular data points cover the 30 to 140 MeV photonenergy range and are taken from the present paper. Both data sets are compared with a Lorentz curve $\sigma_L(E_\gamma)$ fitted only to the GDR photonuclear data of ref. [5]), but extrapolated to $E_\gamma =$ 140 MeV.

one has $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq 3\sigma_L$. Clearly, the resonant behaviour described by $\sigma_L(E_\gamma)$ does not fit our experimental $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ data for Pb which show, from 40 to 140 MeV, a non-resonant and smoothly decreasing shape, similar to the "average" shape of the $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ data already obtained at Mainz for light nuclei. A similar behaviour for Sn, Ce, Ta and U nuclei is also shown in fig. 15 where the corresponding $\sigma_L(E_\gamma)$ parameters were taken from refs. [5,26–28]), respectively.

For the lightest nuclei (Li, Be, C, O), the Mainz data could be roughly fitted for $50 \text{ MeV} < E_\gamma < 140$ MeV by using the initial formulation of Levinger [2]) for the absorption of short wavelength photons by correlated neutron–proton pairs in the quasideuteron model namely

$$\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq L \frac{NZ}{A} \sigma_D(E_\gamma) = \sigma_{QD}(E_\gamma) ,$$

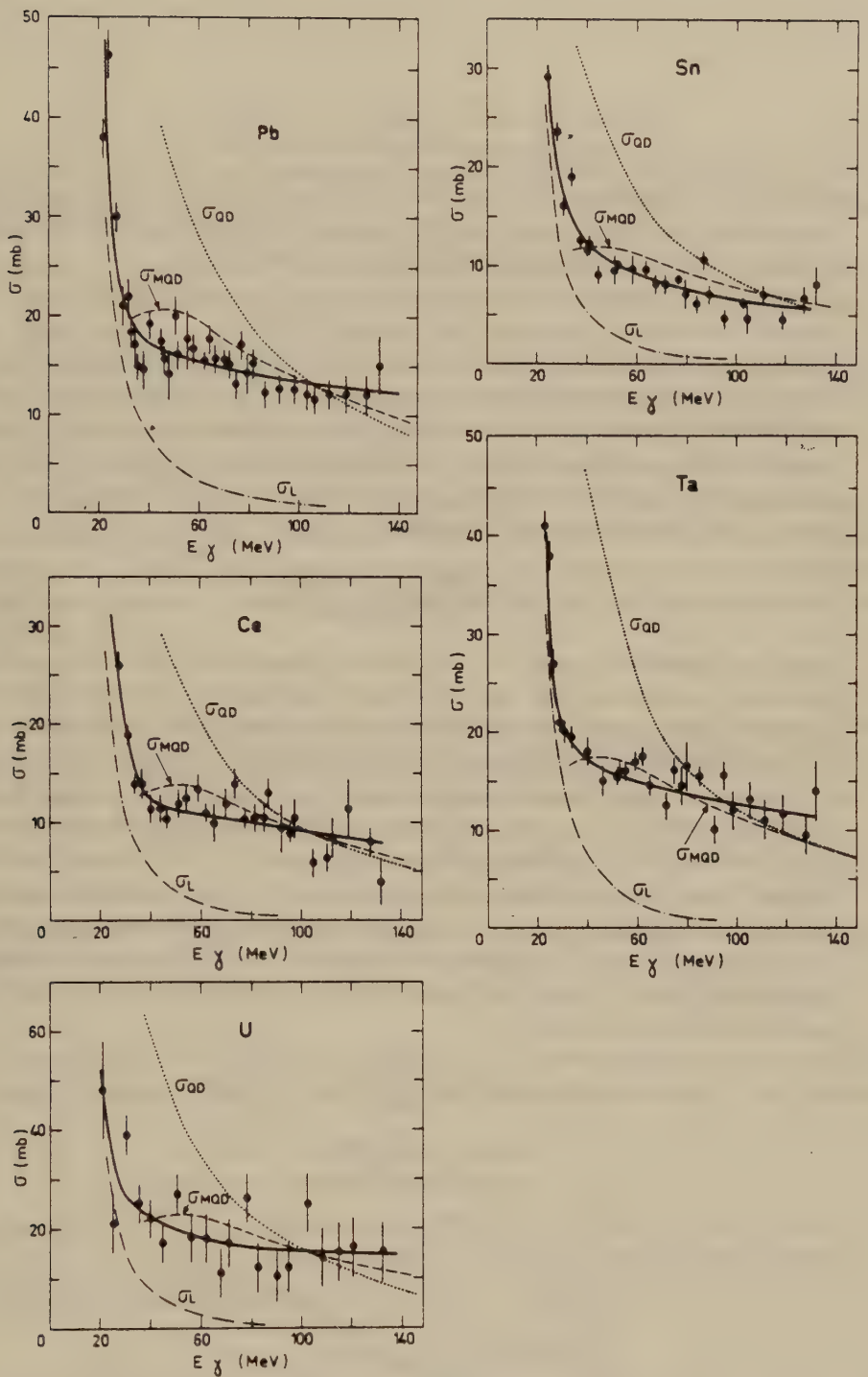


Fig. 15. Total photonuclear absorption cross sections $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \approx \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ from the present paper, represented by the experimental points and the corresponding full lines, are shown for Pb, Sn, Ce, Ta and U. These experimental results for photon energies E_γ between 20 and 140 MeV are compared with: (a) Lorentz line fits to the GDR data of the appropriate nucleus represented by the dot-dash $\sigma_L(E_\gamma)$ plots. (b) Quasideuteron cross sections, $\sigma_{QD}(E_\gamma) = (4.6NZ/A)\sigma_D(E_\gamma)$ for the appropriate nuclei, represented by the dotted $\sigma_{QD}(E_\gamma)$ plots. Here $\sigma_D(E_\gamma)$ is the photodisintegration cross section of deuterium. (c) Modified quasideuteron cross sections, $\sigma_{QDM}(E_\gamma) = (8NZ/A)\sigma_D(E_\gamma) \exp(-D/E_\gamma)$ with $D = 60$ MeV, represented by the dashed $\sigma_{MQD}(E_\gamma)$ plots. Pertinent GDR data for Pb, Sn, Ce, Ta and U were taken from refs. [5,26–28]).

where $\sigma_D(E_\gamma)$ is the deuteron photodisintegration cross section, $L = 4.6 \pm 0.5$ is the value of the best Mainz fit for Li and Be, and NZ/A is the effective number of quasideuterons which can take part in the photoabsorption.

Clearly, fig. 15 also shows that the above σ_{QD} expression evaluated with $L = 4.6$, cannot fit our $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ data, at least below 100 MeV.

Hence, some modification has to be introduced into the classical quasi-deuteron model. In order to get a more precise view of the possible A-dependence for any such modified model, one can first try to achieve an approximate separation between the "quasideuteron absorption" and what remains, above $E_\gamma \sim 40$ MeV, of the "GDR volume oscillation effect" assumed to be represented by the extrapolated $\sigma_L(E_\gamma)$ values. In fig. 16 we represent the ratios

$$\frac{\sigma(\text{tot}: E_\gamma) - \sigma_L(E_\gamma)}{NZ\sigma_D(E_\gamma)/A},$$

where our smoothed average $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ data represent $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$. Clearly, the same behaviour is exhibited by the five nuclei represented. Hence, the required modification of the original quasideuteron model should not be dependent upon A. Two such modifications have been recently proposed by Levinger and Laget.

In order to obtain a better fit with his model over a larger energy range (especially below 100 MeV), Levinger recently pointed out that another phenomenon has to be taken into account for photon energies comparable to the Fermi energy in the nucleus. Then, Pauli blocking for the neutron (or proton), emitted from the quasi-deuteron which absorbs the photon, should lead to some important damping of the σ_{QD} cross section. Levinger represented the effect of such damping by means of an exponential factor so that one should now try to fit $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ by the modified quasideuteron cross section [38]):

$$\sigma_{MQD}(E_\gamma) \simeq L \frac{NZ}{A} \exp\left(-\frac{D}{E_\gamma}\right) \sigma_D(E_\gamma).$$

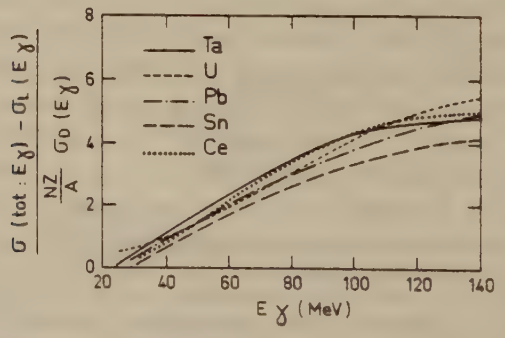


Fig. 16. Normalized $[\sigma(\text{tot}: E_\gamma) - \sigma_L(E_\gamma)]/[NZ\sigma_D(E_\gamma)/A]$ values for Pb, Sn, Ce, Ta and U. The $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq \sigma^{(2)}(E_\gamma)$ data are those shown in figs. 3 to 7, the $\sigma_L(E_\gamma)$ results come from fig. 15 and $\sigma_D(E_\gamma)$ is the photodisintegration cross section of deuterium.

As shown in fig. 15 our experimental data for $40\,\text{MeV} < E_\gamma < 140\,\text{MeV}$ give a reasonable fit to the above formula for $L = 8$ and $D = 60\,\text{MeV}$ i.e. in the region where the extrapolated $\sigma_L(E_\gamma)$ values become much smaller than $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$.

However, it is not easy to give a theoretical evaluation of the damping factor D, and other combinations for the numerical values of L and D might also lead to reasonable fits of our experimental data.

More recently, Laget suggested another explanation for the different behaviour of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ and $NZ\sigma_D/A$. He proposed associating the absorption of a 40 to 140 MeV photon by a quasideuteron, only with the exchange part, $\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)$, in the total photodisintegration cross section $\sigma_D(E_\gamma)$ of the deuterium.

In the deuteron case, $\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)$ corresponds to the transition amplitude where a virtual meson is emitted by a nucleon and then reabsorbed by the other nucleon of the deuteron. Laget [39]) has computed these $\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)$ values, which are summarized in table 4 together with the classical values for the total photodisintegration of the deuterium, $\sigma_D(E_\gamma)$.

TABLE 4

The $\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)$ cross section, computed by Laget [39]), and the corresponding values of the classical total photodisintegration cross section of deuterium, $\sigma_D(E_\gamma)$ for photons between 20 and 140 MeV

E_γ (Mev)	20	30	40	50	80	100	120	140
$\sigma_D(E_\gamma)$ (μb)	590	370	231	154	88	70	62	54
$\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)$ (μb)	38.8	37.5	33.8	31.2	25.5	23.2	21.6	20.7
$\frac{\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)}{\sigma_D(E_\gamma)}$	0.066	0.101	0.159	0.203	0.290	0.331	0.348	0.383

The behaviour of the $\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)/\sigma_D(E_\gamma)$ ratio, given in table 4, shows a good qualitative similarity with our average experimental increase with E_γ of the ratio

$$\frac{\sigma(\text{tot}: E_\gamma) - \sigma_L(E_\gamma)}{NZ\sigma_D(E_\gamma)/A}$$

shown in fig. 16. The experimental $\sigma(\text{tot}: E_\gamma) \simeq \sigma^{(2)}(E_\gamma)/(NZ/A)$ results for Sn, Ce, Ta and Pb, normalized to NZ/A, are shown in fig. 17. Surprisingly, all points lie on a "universal" curve represented by

$$\sigma(\text{tot}: E_\gamma) = (11 \pm 2)\frac{NZ}{A}\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma),$$

and this even without having taken any Pauli effect into account.

In this approach, the "universal" increase with E_γ, experimentally observed in fig. 16, would no longer be connected to the disappearance of a Pauli blocking effect but rather to an increase of the $\sigma_D^{\text{exch}}(E_\gamma)/\sigma_D(E_\gamma)$ ratio.

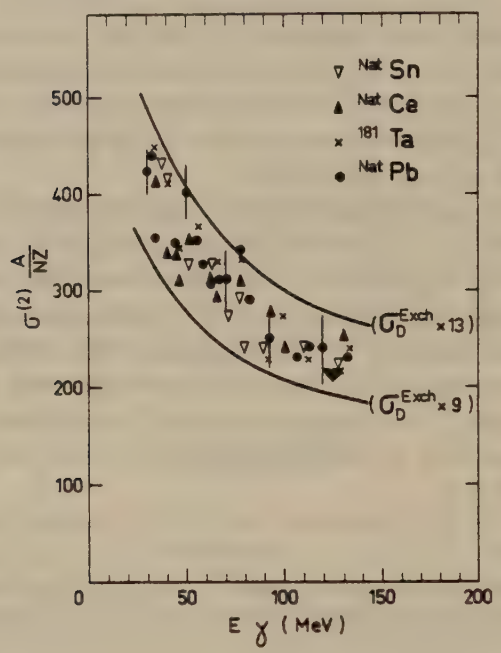


Fig. 17. Experimental $\sigma^{(2)}(E_\gamma)A/NZ \simeq \sigma(\text{tot}:E_\gamma)A/NZ$ results for Sn, Ce, Ta and Pb are compared with values proportional to the theoretical evaluations of $\sigma_D^{exch}(E_\gamma)$, (full lines), computed by Laget [39].

This last interpretation, together with the fundamental result for the so-called enhancement factor K in the dipole sum, suggest rather strongly that the exchange of mesons between the nucleons in nuclei corresponds to a very physical picture [23,35].

In other words, and according to the physical meaning of the Gell–Mann–Goldberger–Thirring sum rule, the exchange part of the nuclear forces increases the photoabsorption below the pion threshold, by effectively increasing the number of charges responsible for the absorption, and that same exchange part reduces the pion photoproduction cross section of A free particles, in the isobar resonance region, when they become bound together in a nucleus. This is what was actually observed for lithium and beryllium in the limited energy range $E_\gamma < 330$ MeV covered so far by the Mainz group [40].

These contributions to the understanding of photonuclear reactions at intermediate energies, strongly suggest the extension of such measurements of $\sigma(\text{tot}:E_\gamma)$ to higher energies for a series of medium and heavy nuclei.

We would like to thank J. Levinger and J.M. Laget for their explanations concerning the possible modifications of the quasi deuteron model. We are also indebted to H. Arenhövel and O. Bohigas for enlightening discussions about the sum rules. We also extend our thanks to J. Wu and C. Chang who applied their preequilibrium model to the specific case of our photonuclear experiments on Pb.

We gratefully acknowledge the help of J. Ahrens and U. Kneissl during the first stages of this work. Finally we appreciated very much all the critical comments provided by B. Berman and L. Cardman.

References

1) J. Ahrens *et al.*, Proc. Int. Conf. on nuclear structure studies using electron scattering and photoreaction, Sendai, 1972, p. 213;
J. Ahrens *et al.*, Nucl. Phys. **A251** (1975) 479
2) J.S. Levinger, Phys. Rev. **84** (1951) 43
3) L.W. Jones and K.M. Terwilliger, Phys. Rev. **91** (1953) 699
4) J.M. Wyckoff, Phys. Rev. **159** (1967) 953
5) A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos and A. Leprêtre, Nucl. Phys. **A159** (1970) 561
6) G.G. Jonsson and B. Forkman, Nucl. Phys. **A107** (1968) 52;
K. Lindgren and G.G. Jonsson, Nucl. Phys. **A166** (1971) 643
7) J. Ahrens, H. Borchert, A. Zieger and B. Ziegler, Nucl. Instr. **108** (1973) 517
8) H. A. Gimm and J.H. Hubbel, N.B.S. Technical note 968 (1968);
N.K. Sherman, C.K. Ross and K. H. Lokan, Int. Conf. on Nucl. Phys. with electromagnetic interactions, Mainz, 1979; Contribution paper 4.31
9) T.A. Gabriel and R.G. Alsmiller, Phys. Rev. **182** (1969) 1035;
T.A. Gabriel, Phys. Rev. **C13** (1976) 240
10) J. Arends *et al.*, Proc. Int. Conf. on nuclear physics, Berkeley to be published; and Proc. Workshop on perspectives in electro- and photonuclear physics, Saclay, to be published;
H. Rost, Bonn University report BONN IR-80-10 (1980)
11) B.L. Berman and S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 713
12) A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. Leprêtre and J. Ahrens, Nucl. Instr. **165** (1979) 417
13) H. Beil, R. Bergère and A. Veyssière, Nucl. Instr. **67** (1969) 293
14) A. Leprêtre *et al.*, to be published
15) J.R. Wu and C.C. Chang, Phys. Rev. **C16** (1977) 1812;
J.R. Wu and C.C. Chang, private communication
16) K. Shoda, Phys. Reports **53** (1979) 343
17) T. Saito, S. Oikawa, K. Shoda, M. Sugawara, H. Miyase and A. Suzuki, Phys. Rev. **C16** (1977) 958;
A. Suzuki *et al.*, Nucl. Phys. **A257** (1976) 477
18) H.S. Pruys *et al.*, Nucl. Phys. **A316** (1979) 365
19) R. Bergère, in Nuclear physics with electromagnetic interaction, Mainz 1979, Lecture Notes in Physics **108** (Springer) p. 138
20) J.S. Pringle, A.G. Flowers, D. Brandford, J.C. McGeorge and C.H. Zimmermann, Nucl. Phys. **A325** (1979) 63
21) Nucl. Data Tables **9** (1971) 267; **7** (1970) 565
22) A. Leprêtre *et al.*, Phys. Lett. **79B** (1978) 43
23) B. Ziegler, Proc. Workshop on few body systems and electromagnetic interactions, Frascati (1978), Lecture notes in Physics **86** (Springer) p. 101
24) H. Arenhövel, in Nuclear physics with electromagnetic interactions, Mainz (1979), Lecture notes in Physics **108** (Springer) p. 159
25) S.B. Gerasimov, Phys. Lett. **13** (1964) 240
26) A. Leprêtre *et al.*, Nucl. Phys. **A219** (1974) 39
27) R. Bergère *et al.*, Nucl. Phys. **A121** (1968) 463;
R. Bergère *et al.*, Nucl. Phys. **A133** (1969) 417
28) A. Veyssière *et al.*, Nucl. Phys. **A199** (1973) 45
29) J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, B.L. Berman, R.A. Alvarez and P. Meyer, Phys. Rev. **C21** (1980) 1215
30) L.C. Maximon and H.A. Gimm, to be published

31) A. Arima, G.E. Brown, H. Hyuga and M. Ichimura, Nucl. Phys. **A205** (1973) 27
32) W.T. Weng, T.T.S. Kuo and G.E. Brown, Phys. Lett. **46B** (1973) 329
33) M. Gari, H. Hebach, B. Sommer and J.G. Zabolitzky, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1288
34) D.G. Sandler and J.W. Clark, Nucl. Phys. **A342** (1980) 213
35) G.E. Brown and M. Rho, Nucl. Phys. **A338** (1980) 269
36) J.I. Fujita and M. Hirata, Phys. Lett. **37B** (1971) 237;
J.I. Fujita, S. Yamaji and M. Hirata, J. Phys. Soc. Japan **33** (1972) 541;
J.I. Fujita and M. Ichimura, Mesons in nuclei, ed. M. Rho and D.H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1979) p. 627
37) E. Hadjimichael and G.E. Brown, to be published
38) J.S. Levinger, Phys. Lett. **82B** (1979) 181
39) J.M. Laget, Nucl. Phys. **A312** (1978) 265; and private communication
40) B. Ziegler, in Nuclear physics with electromagnetic interactions, Mainz 1979, Lecture Notes in Physics **108** (Springer) p. 148

Erratum de "Nuclear Physics A367 (1981) 237"

Page 237 Keywords

Au lieu de "$a(E_\gamma)$" lire "$\sigma(E_\gamma)$

Page 253 table 2

Au lieu de "103 MeV 9 ± 4mb" lire "103 MeV 0 ± 4 mb".

VI.III. SECTIONS EFFICACES TOTALES INTEGREES PHOTONUCLEAIRES EXPERIMENTALES ET REGLES DE SOMME PHOTONUCLEAIRES

Les résultats expérimentaux de Saclay sur les valeurs du facteur d'accélération K ont montré que, pour les corps moyens et lourds ($A > 120$), K est pratiquement indépendant de A et, est égal à $0,76 \pm 0,10$, la borne supérieure d'intégration étant le seuil de photoproduction des pions.

Ce comportement de K, très différent de celui observé par le laboratoire de Mayence pour les corps légers ($A \leqslant 40$), a été utilisé pour les études théoriques sur les règles de somme dipolaires photonucléaires (termes du potentiel nucléon-nucléon dépendants des vitesses et des courants d'échange, termes tensorielles, corrélations tensorielles dans l'état fondamental ...).

Ce qui suit est un historique très rapide des études portant sur les règles de somme parues après la première publication des résultats de Saclay en 1978.

En 1978, M. Gari et al. [1] et H. Hyuga et al. [2] ont modifié l'approche de la règle de somme dipolaire. Ils ont montré que, dans la limite des grandes longueurs d'onde, l'opérateur de transition dipolaire électrique n'est pas seulement une somme d'opérateurs à un corps (comme il est supposé dans le calcul de Bethe et Levinger [3]), mais qu'il contient en plus des contributions à 2 corps importantes. En utilisant les opérateurs densité d'échange de charge mésonique (MEC) à 2 corps, ils ont montré [1] que la règle de somme dipolaire peut s'écrire

$$\int_0^\infty \sigma(E)dE = (1 + K' + \delta) . \sigma_0$$

(σ_0 règle de somme de T.R.K) dans lequel le terme K' est le terme classique d'accélération de Bethe et Levinger et où δ est un terme additionnel dû à ces opérateurs densités de charge à 2 corps. Ils ont considéré que δ peut être égal à 0,2.

Plus récemment Stringari et al. [4] et Bohigas [5] ont étudié la règle de somme dipolaire dans le formalisme RPA ("Random Phase Approximation"), qui découle du formalisme de Hartree-Fock dépendant du temps (TD HF), avec l'approximation d'adiabaticité (ATDHF) et l'hypothèse supplémentaire des petites amplitudes. Dans ce formalisme la règle de somme s'écrit :

$$\Sigma_0 = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \Sigma(E_n)_{RPA} \left| \langle n | \vec{D} | 0 \rangle_{RPA} \right|^2$$

où $(E_n)_{RPA}$ et $\langle n|\vec{D}|0\rangle_{RPA}$ sont les énergies d'excitations et les éléments de matrice de transition correspondant à la méthode de RPA "self consistent".

D'après le théorème de Thouless [6], l'opérateur dipolaire $\vec{D}$ étant considéré comme opérateur à 1 corps, on peut écrire

$$\Sigma_o = 2\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \langle\phi|\left[D,\left[H,D\right]\right]|\phi\rangle$$

où $|\phi\rangle$ est l'état fondamental de Hartree Fock : il est à remarquer qu'en dépit du fait qu'il existe des corrélations dynamiques dans l'état fondamental de RPA, la règle de somme précédente s'exprime simplement en fonction de l'état fondamental de Hartree Fock non corrélé.

La plupart des résultats calculés par cette méthode ont été obtenus en utilisant des interactions effectives,en particulier du type de Skyrme. Les paramètres de ces interactions ont été déterminés de façon à reproduire les propriétés des états fondamentaux (énergie totale de liaison, rayon...) obtenues par la méthode de Hartree Fock. Ces interactions effectives contiennent des termes dépendants des moments,qui induisent un champ moyen non local (d'où la considération d'une masse effective m^*) et qui prennent en compte les effets de portées finies.

Bohigas [5] fait remarquer que la section efficace comprise entre l'énergie de la résonance géante et le seuil de production des pions est en grande partie due aux corrélations à courte portée principalement induites par les forces tensorielles et que l'approche RPA de la règle de somme dipolaire,qui ne fait intervenir que les corrélations à longue portée (forces de Skyrme) et qui ignore les forces tensorielles, doit donner pour les corps lourds $K \sim 0{,}2$ à $0{,}4$,tandis que les théories incluant les corrélations tensorielles à courte portée doivent donner $K \sim 0{,}8$ à $1{,}0$. Il est à remarquer que la valeur $K \sim 0{,}2$ à $0{,}4$ est en très bon accord avec la section efficace intégrée expérimentale dans la région de la résonance géante dipolaire : $\int^{30\ MeV} \sigma(tot : E_\gamma)dE_\gamma$.

Stringari et al. [5], toujours dans le formalisme RPA, pour les forces effectives de Skyrme (SkI, SkII et SkIII) ont calculé K pour l'oxygène 16, le calcium 40, le zirconium 90 et le plomb 208 ; les résultats donnés Table 1 montrent un écart considérable entre les valeurs de K dues aux forces SkI et SkII.

Table 1

Résultats des calculs de K dans le formalisme de RPA par Stringari et al. [4] (voir texte).

	^{16}O	^{40}Ca	^{90}Zr	^{208}Pb
SkI	0,16	0,18	0,20	0,21
SkII	0,62	0,72	0,79	0,85
SkIII	0,32	0,38	0,41	0,44

Toujours dans le même formalisme, en 1981, D. Cogny [7], avec une force effective à portée finie ayant une énergie de symétrie de 31 MeV et avec une fonction d'onde (sans corrélation) de l'état fondamental reproduisant la distribution de charge trouvée à Saclay pour ^{208}Pb, a trouvé une valeur de K de 0,65 pour le plomb, ce qui est en bon accord avec la mesure expérimentale de Saclay.

Des calculs analogues,utilisant des forces de Skyrme,ont permis à A.M. Saruis [8] d'obtenir dans le cas de l'oxygène

$$\int^{100\ MeV} \sigma(tot : E_\gamma)dE_\gamma = 1,59\ T.R.K$$

soit

$$K = 0,59.$$

En 1980, Brown et Rho [9] ont étudié la valeur de K dans le cadre du formalisme du liquide de Fermi. Pour cela ils ont utilisé une interaction nucléon-nucléon dans laquelle la force dépendant de l'isospin (responsable des courants d'échange) provient de l'échange de mésons π et ρ,qui ont tous les deux des couplages vectoriels et tensoriels avec les nucléons du noyau. Ils ont également utilisé dans leur modèle les mésons ω qui :

- n'interviennent pas directement dans le calcul du double commutateur puisque le courant d'échange des mésons ω ne dépend pas de l'isospin ;
- interviennent indirectement, en modifiant le potentiel du courant d'échange des mésons ρ, par la répulsion à courte portée dûe au courant d'échange de ces mésons ω.

Si m^* désigne la masse effective d'un nucléon, ils ont montré dans leur modèle que $m^*/m \sim 0,75$, où m est la masse d'un nucléon, et que, pour des noyaux réels il y a des contributions additionnelles à m^*/m provenant du couplage quasi-particules - phonons. Dans ces conditions ils ont trouvé que la déviation δg_ℓ du facteur orbital g est donnée par la formule

$$\delta g_\ell\ (p) = -\frac{2}{3}\left[1 - \frac{m}{m^*}\right]$$

et ils ont fait remarquer que, due au couplage entre quasi-particules et phonons, $\delta g_\ell(p)$ est fonction de ℓ (p désigne ici le proton).

Ces auteurs ont fait remarquer que, dans le cas où la partie tensorielle du potentiel n'intervient pas dans le calcul du facteur d'accélération K, la relatio entre K et δg_ℓ [10] est donnée par :

$$K \simeq 2\ \delta g_\ell(p)$$

or, comme dans le cas du plomb $\delta g_\ell(p) \sim 0,1$ pour les grands moments orbitaux d'un part, et que, d'autre part, ce sont les grandes valeurs de ℓ qui interviennent dans les règles de somme dipolaires, il est raisonnable de s'attendre à $K \sim 0,2$. O les résultats obtenus à Saclay sur le plomb donnent, soit [11]

$$\int_o^{25\ MeV} \sigma(E_\gamma)dE_\gamma \sim 1,17\ \sigma_o \qquad \text{soit } K = 0,17$$

soit [12]

$$\int_o^{140\ MeV} \sigma(E_\gamma)dE_\gamma \sim 1,76\ \sigma_o \qquad \text{soit } K = 0,76.$$

Brown et Rho ont donc proposé de découper K en deux parties : $K = K_1 + K_2$ où K_1 correspond à la zone de la résonance géante ($K = 0,17$ pour le plomb) et où K_2 ($K_2 = 0,76 - 0,17 \sim 0,6$ dans le cas du plomb) correspond aux effets des interactions tensorielles qui doivent se trouver au delà de la résonance géante (les calculs de Hadjimichael et Brown [13] prédisent une contribution de 1 pour K_2 provenant de la production de quasi deuteron via les interactions tensorielles).

En 1980, D.G. Sandler et J.W. Clark [14] ont présenté une nouvelle approche de la règle de somme électrique dipolaire portant sur la matière nucléaire corrélée. Ils ont calculé le facteur d'accélération K dans la matière nucléaire symétrique (N=Z=A/2), avec un nombre d'onde de Fermi voisin de $k_F = 1,2\ fm^{-1}$ (de façon à faciliter la comparaison avec des noyaux finis) dans le formalisme de la théori de Ristig, Ter-Louw et Clark (RTC), qui est un essai pour étendre la théorie variationnelle de la matière nucléaire au traitement des interactions à 2 nucléons.

Ils ont utilisé trois potentiels (potentiel de Gammel-Christian-Thaler (GCT), de Hamada-Johnson (HJ) et de "Reid Soft Core") et ont négligé, dans leurs calculs, les effets de "retardation".

La Table 2 montre les résultats obtenus avec ces trois potentiels, pour des nombres d'onde de Fermi k_F compris entre 1 et 1,4 fm^{-1}. Dans ce tableau, K_{20}, K_2 et ΔK représentent respectivement les valeurs du facteur d'accélération obtenues avec des opérateurs à 2 corps sans (K_{20}) et avec (K_2) corrélations tensorielles, ainsi que la correction ΔK à K_2 due aux contributions à 3 corps calculées dans quelques cas.

Cette table montre, l'importance des corrélations tensorielles d'une part, et d'autre part, un accord raisonnable entre les calculs théoriques et les résultats obtenus à Saclay, par intégration des sections efficaces totales photoneutroniques jusqu'à 140 MeV, pour les corps moyens et lourds (A > 120), soit $K \approx 0,75 \pm 0,10$ quel que soit A.

Table 2

Facteur d'accélération de la règle de somme dipolaire calculé par Sandler et Clark [14] ; K_{20} est due à la partie non tensorielle de la force à 2 corps, K_2 à la partie à 2 corps et ΔK les corrections dues à la partie à 3 corps ; k_F est le nombre d'onde de Fermi.

	$k_F(fm^{-1})$	K_{20}	K_2	ΔK
HJ	1,0	0,39	0,55	
	1,2	0,48	0,72	0,03
	1,3	0,52	0,82	
	1,4	0,55	0,92	0,06
Reid	1,0	0,56	0,75	
	1,2	0,78	1,08	-0,02
	1,3	0,89	1,27	
	1,4	0,98	1,43	
GCT	1,0	0,55	0,64	
	1,2	0,75	0,89	
	1,3	0,85	1,02	-0,01
	1,4	0,94	1,14	

Le renouveau des études théoriques de la règle de somme dipolaire, et plus particulièrement les nouvelles évaluations du facteur d'accélération K, montrent l'intérêt qu'il y avait à obtenir des valeurs expérimentales précises de K pour divers noyaux couvrant une large plage du nombre de masse A. Les nouveaux résultats expérimentaux de Saclay s'expliquent théoriquement par l'effet important de la force tenseur dans la zone d'énergie dite "d'absorption par effet quasi-deutéron : 40 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 140 MeV": l'effet exact des corrélations induites dans l'état fondamental par la force tenseur devrait certainement être encore précisé. Il reste à expliquer théoriquement l'indépendance de K en fonction de A observée à Saclay alors qu'une variation, apparemment significative de K avec A, avait été observée à Mayence pour les noyaux A $\leq$ 40.

Références

[1] M. Gari et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 22.

[2] H. Hyuga et al., Nucl. Phys. A294 (1978) 348.

[3] J.S. Levinger et al., Phys. Rev. 78 (1950) 115.

[4] S. Stringari et al., Nucl. Phys. A309 (1978) 177.

[5] O. Bohigas, International Conference on "Theory and application of moment methods in many fermion systems", September 1979, Ames, Iowa.

[6] D.J. Thouless, Nucl. Phys. 22 (1961) 78.

[7] D. Gogny, communication privée.

[8] A.M. Saruis, communication privée.

[9] G.E. Brown et al., Nucl. Phys. A338 (1980) 269.

[10] J.I. Fujita et al., Supp. Prog. Theor. Phys. 60 (1976) 63.
J.I. Fujita et al., Supp. Prog. Theor. Phys. 60 (1976) 73.

[11] A. Veyssière et al., Nucl. Phys. A159 (1970) 561.

[12] A. Leprêtre et al., Nucl. Phys. A367 (1981) 237.

[13] E. Hadjimichael et G.E. Brown, à paraître.

[14] D.G. Sandler et al., Nucl. Phys. A342 (1980) 213.

Chapitre VII

ETUDE DE LA MULTIPLICITE PHOTONEUTRONIQUE ET ETUDE DE LA FORMATION DU NOYAU COMPOSE POUR DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV

Nuclear Physics A390 (1982) 221–239
© North-Holland Publishing Company

VII.I. ANALYSIS OF NEUTRON MULTIPLICITIES IN PHOTONUCLEAR REACTIONS FROM 30 TO 140 MeV IN HEAVY ELEMENTS

A. LEPRÊTRE, H. BEIL, R. BERGÈRE, P. CARLOS, J. FAGOT and A. VEYSSIÈRE

DPh-N, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

and

I. HALPERN

University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA

Received 2 April 1982

Abstract: From event-by-event records of observed photoneutron multiplicities for photons from 30 to 140 MeV on several heavy targets (Sn, Ce, Ta and Pb), it was possible to determine the mean number of photoneutrons, $\bar{\nu}$, for each photon energy and the widths W of the multiplicity distributions. The mean neutron numbers increase smoothly from about three to six over the photon energy span for all four targets. The widths go from about one to two neutrons in the same interval. When these measurements are combined with other photonuclear information, it is possible to extract the average numbers of fast neutrons and fast protons and the average number of evaporation neutrons emitted per photoabsorption.

E | PHOTONUCLEAR REACTIONS Sn, Ce, Ta, Pb(γ, xn), E = 25–140 MeV; measured photoneutron mean numbers, width distributions; deduced fast evaporation neutron, fast proton average numbers. Monochromatic photons.

1. Introduction

In a previous paper [1]) we presented some recent results concerning the total photonuclear cross section $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$, in the energy range 30 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 140 MeV, for the nuclei Sn, Ce, Ta and Pb. The quasimonochromatic photon beams used in these experiments were produced by in-flight annihilation of monoenergetic positrons [2]). The detection technique compared the number of events where two or more neutrons were emitted from the target to the number of photons incident on the target. In these measurements, events in which different numbers of neutrons were detected in one event were separately recorded. By correcting for the efficiency (~65%) of the 4π neutron detector used in the measurements, we were able to obtain a rough picture of the neutron multiplicity distribution for the photoabsorptions studied. The ordinates in the multiplicity distribution are the cross sections

for the emission of various numbers, i, of photoneutrons,

$$\sigma(\gamma, in\cdots) = \sigma(\gamma, in) + \sigma(\gamma, in\ 1p) + \sigma(\gamma, in\ 2p) + \cdots . \tag{1.1}$$

It is difficult to determine the individual $\sigma(\gamma, in\cdots)$ with precision because the neutron detection efficiency is not very close to unity. Nonetheless, as we shall explain more fully below, it is possible to determine certain linear combinations of the $\sigma(\gamma, in\cdots)$ with good precision.

For example, one can determine the *sum* of the $\sigma(\gamma, in\cdots)$, i.e. the total photoabsorption cross section

$$\sigma(\text{tot}: E_\gamma) = \sum_{i=0}^{i_{max}} \sigma(\gamma, in\cdots) \tag{1.2}$$

with rather more precision than one can determine the values of the individual terms. The evaluations of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ for heavy targets and photon energies from 30 to 140 MeV was the subject of ref. [1]). There it was shown that the energy dependence of the photoabsorption cross section beyond the dipole giant resonance was compatible with the picture that the photons are absorbed by quasideuterons, as in the picture originally introduced and recently modified by Levinger or by Laget [3]). The integrals of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ over photon energy were found to substantially exceed the classical sum rule, in that way providing a measure of the role of meson exchange currents in photoabsorption. All in all, our results for heavy targets are consistent with the recent analyses by Hebach and Gari [4]) and by Schoch [5]) of $^{16}O(\gamma, p_0)$ and $^{16}O(\gamma, n_0)$ over comparable energy ranges. These authors showed that an absorption mechanism involving a single nucleon cannot explain the observed cross sections, whereas the quasideuteron mechanism does reasonably well.

It occurred to us that there was more information in the neutron multiplicity measurements than just the total absorption cross sections. In this paper we extract some of that additional information. One is able to obtain reasonably good values for the mean number of fast (non-evaporated) nucleons emitted in an absorption at a given photon energy, and for the mean energy removed by these nucleons. It is also possible to make some estimates of the widths of these distributions.

Any interpretation of these results involves not only assumptions about the absorption mechanism, but also some about the subsequent de-excitation mechanisms. The new data should therefore provide useful constraints for detailed models of photoabsorption in the 100 MeV range and for models of de-excitation of highly excited nuclei.

2. The lowest moments of the distribution of the neutron multiplicity

Let us consider an experiment during which N "monochromatic" photons of energy E_γ cross a nuclear target whose thickness is Y atoms/cm^2. At the end of

the experiment "X_j" counts have been recorded in the scaler "j" which totalizes the number of events where the photoabsorption of a photon E_γ has been followed by the *detection* of "j" neutrons.

Assuming that the mean efficiency ε for neutron detection can be considered to be independent of neutron energy, a point also discussed previously [1]), the "cross section" for *observing* only one neutron in an absorption event is:

$$S(1)=\varepsilon\sigma(\gamma, 1\mathrm{n}\cdots)+2\varepsilon(1-\varepsilon)\sigma(\gamma, 2\mathrm{n}\cdots)+3\varepsilon(1-\varepsilon)^2\sigma(\gamma, 3\mathrm{n}\cdots)+\cdots .$$

Similarly the cross section for detecting exactly two neutrons is

$$S(2)=\varepsilon^2\sigma(\gamma, 2\mathrm{n}\cdots)+3\varepsilon^2(1-\varepsilon)\sigma(\gamma, 3\mathrm{n}\cdots)+6\varepsilon^2(1-\varepsilon)^2\sigma(\gamma, 4\mathrm{n}\cdots)+\cdots .$$

More generally the cross section for detecting j neutrons is

$$S(j)=\sum_{i=j}^{i=i_{max}} \varepsilon^j(1-\varepsilon)^{i-j}\frac{i!}{j!(i-j)!}\sigma(\gamma, i\mathrm{n}\cdots), \tag{2.1}$$

where

$$S(j)=\frac{1}{NY}X_j .$$

That is, the $S(j)$ "cross sections" are directly proportional to the respective scalar counts, X_j.

It is seen from (2.1) that to determine the individual cross sections $\sigma(\gamma, i\mathrm{n}\cdots)$ for the emission of i neutrons, it is necessary to invert the matrix which connects these quantities to the actually measured "cross sections", $S(j)$. The fact that ε is only $\simeq 0.65$ instead of being very close to unity makes the results of this unfolding fairly uncertain. This can be seen in the example of fig. 1 where the $\sigma(\gamma, i\mathrm{n}\cdots)$ values for Pb have been plotted as a function of the emitted number of neutrons for runs at $E_\gamma = 72$ and at $E_\gamma = 103$ MeV.

Despite the large uncertainties of the individual $\sigma(\gamma, i\mathrm{n}\cdots)$'s, it *is* possible to extract useful and quite accurate information from the measured multiplicity distributions by considering other quantities. If we write the kth moment of the multiplicity distribution

$$M_k=\sum_{i=0}^{i_{max}} i^k\sigma(\gamma, i\mathrm{n}\cdots), \tag{2.2}$$

then M_0 is seen to be simply the total cross section. M_1 is M_0 times the average number of neutrons emitted per event, M_2 is M_0 times the mean square number of emitted neutrons and so on:

$$M_0=\sigma(\mathrm{tot}: E_\gamma), \tag{2.3}$$

$$M_1=\bar{\nu}M_0, \tag{2.4}$$

$$M_2=\overline{\nu^2}M_0 . \tag{2.5}$$

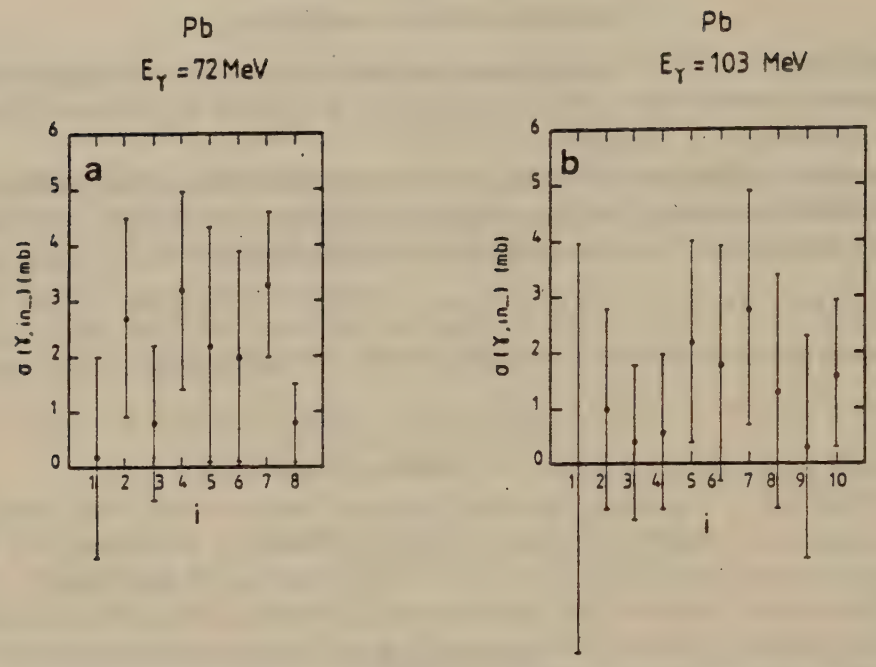


Fig. 1. (a) Partial photoneutron cross sections $\sigma(\gamma, in\cdots)$ for Pb at a fixed "monochromatic" photon energy of $E_\gamma = 72$ MeV, plotted against the measured photoneutron multiplicity i. Data points were obtained from ref. [1]). (b) Partial photoneutron cross sections $\sigma(\gamma, in\cdots)$ for Pb at a fixed "monochromatic" photon energy of $E_\gamma = 103$ MeV, plotted against the measured photoneutron multiplicity i. Data points were obtained from ref. [1]).

The low moments of the distribution M_0, M_1 and M_2 can be determined with good accuracy despite the uncertainties in the individual $\sigma(\gamma, in\cdots)$ values. In the previous publication [1]) we have discussed in detail the determination of $M_0 = \sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ and its interpretation. In this paper we shall examine M_1 and M_2.

The basic reason why $M_0 = \sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ can be so well-determined despite the large (but correlated) uncertainties of the individual terms in (1.2) is that M_0 can also be expressed directly in terms of the "cross sections", $S(i)$, that are directly observed, i.e. before correction for counter efficiency,

$$M_0 = \sum_{i=0}^{i_{max}} S(i) = \sigma(\text{tot}: E_\gamma)\,. \qquad (2.6)$$

To be sure, the computation of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ from this sum requires values for *all* $S(i)$. In the measurements, $S(0)$ is not measured at all and $S(1)$ is obtained with a relatively large uncertainty because of background problems. The procedures for evaluating $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ used in reference [1]) overcome the difficulties associated with $S(0)$ and $S(1)$ by making use of the fact that $\sigma(\gamma, 0n\cdots)$ and $\sigma(\gamma, 1n\cdots)$ are very small in heavier nuclei, especially at higher photon energies.

In the same way, one can appreciate that the average number of neutrons actually *observed* per photoabsorption is:

$$\bar{\nu}_{\text{obs}} = \frac{\sum_{i=0}^{i_{\max}} iS(i)}{\sum_{i=0}^{i_{\max}} S(i)} = \frac{1}{M_0} \sum_{i=0}^{i_{\max}} iS(i) . \tag{2.7}$$

The average number of neutrons *emitted* per photoabsorption must be:

$$\bar{\nu} = \frac{M_1}{M_0} = \frac{\bar{\nu}_{\text{obs}}}{\varepsilon} = \frac{1}{M_0 \varepsilon} \sum_{i=0}^{i_{\max}} iS(i) . \tag{2.8}$$

It is seen that the sum here does not depend on the (unmeasured) value of $S(0)$ at all. It is a simple linear combination of the measured $S(i)$ values for $i \geq 1$. The only dependence of $\bar{\nu}$ on $S(0)$ comes through its inverse proportionality to M_0.

It is straightforward to show from eq. (2.1) that

$$\overline{\nu^2} = \frac{M_2}{M_0} = \frac{1}{\varepsilon^2} [\overline{\nu_{\text{obs}}^2} - \varepsilon(1-\varepsilon)\bar{\nu}] , \tag{2.9}$$

where

$$\overline{\nu_{\text{obs}}^2} = \frac{\sum_{i=0}^{i_{\max}} i^2 S(i)}{\sum_{i=0}^{i_{\max}} S(i)} = \frac{\sum_{i=0}^{i_{\max}} i^2 S(i)}{M_0} .$$

Again the numerator is independent of $S(0)$ and even less sensitive than that in $\bar{\nu}_{\text{obs}}$ to the value of $S(1)$.

It is customary to discuss the second moment of a distribution in terms of a width W where

$$W^2 = \overline{\nu^2} - \bar{\nu}^2 \tag{2.10}$$

and we shall do so in this paper.

In order to determine the values of $\bar{\nu}$ and W from the data, as well as their uncertainties $\Delta\bar{\nu}$ and ΔW, one could simply assume that $S(0)$ and $S(1)$ are small enough to be neglected in the above sums. Of course, since the neutron detection efficiency is less than 1, $S(0)$ and $S(1)$ cannot strictly speaking be equal to zero; if one were to set them equal to zero it would introduce systematic errors that would be difficult to estimate.

We proceeded instead in another way. One knows that for heavy nuclei $\sigma(\gamma, 0n \cdots)$ is smaller than a few percent of $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ [1]. Moreover some special measurements described in ref. [1]) also showed that $\sigma(\gamma, 1n \cdots) \simeq 0$ for $E_\gamma \geq$ 60 MeV and can certainly be neglected. Hence

$$\bar{\nu} = \frac{M_1}{M_0} = \frac{\sum_{i=0}^{i_{\max}} i\sigma(\gamma, in \cdots)}{\sum_{i=0}^{i_{\max}} \sigma(\gamma, in \cdots)} = \frac{\sum_{i=2}^{i_{\max}} i\sigma(\gamma, in \cdots)}{\sum_{i=2}^{i_{\max}} \sigma(\gamma, in \cdots)} .$$

Now it is easy to express the σ's in terms of measured S's so that $\bar{\nu}$ can be written [6]) as

$$\bar{\nu} = \frac{\sum_{i=2}^{i_{max}} i \left\{ \sum_{k=i}^{i_{max}} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon - 1)^{k-i} C_k^i S(k) \right\}}{\sum_{i=2}^{i_{max}} \left\{ \sum_{k=i}^{i_{max}} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon - 1)^{k-i} C_k^i S(k) \right\}} \tag{2.11}$$

with

$$C_k^i = \frac{k!}{i!(k-i)!}.$$

One can also show [6]) that $\overline{\nu^2}$ can be written in a similar way:

$$\overline{\nu^2} = \frac{\sum_{i=2}^{i_{max}} i^2 \left\{ \sum_{k=i}^{i_{max}} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon - 1)^{k-i} C_k^i S(k) \right\}}{\sum_{i=2}^{i_{max}} \left\{ \sum_{k=i}^{i_{max}} \frac{1}{\varepsilon^k} (\varepsilon - 1)^{k-i} C_k^i S(k) \right\}}. \tag{2.12}$$

The expressions (2.11) and (2.12) clearly show that, with the physically justified assumption $\sigma(\gamma, 0n \cdots) \simeq \sigma(\gamma, 1n \cdots) \simeq 0$, (not $S(0) = S(1) = 0$!) the quantities $\bar{\nu}$, $\Delta\bar{\nu}$, $\overline{\nu^2}$ and $\Delta\overline{\nu^2}$ can be obtained as fairly simple functions of the detection efficiency ε and the directly recorded scalar counts $X_j = NYS(j)$.

The measured values $\bar{\nu}(E_\gamma)$ and $W(E_\gamma)$ determined in this way are given with their error bars in figs. 2 and 3.

One can immediately see from the curves for $\bar{\nu}$ versus E_γ that the photoreaction mechanism is not simply photoabsorption followed by particle evaporation (which would be almost exclusively neutron evaporation for the heavy nuclei of fig. 2). If it were, the slope of the curves would be the inverse of the energy cost to evaporate one neutron. This energy would be roughly 10 MeV (i.e. ~8 MeV of neutron binding energy plus ~2 MeV for the mean evaporation kinetic energy). The measured slopes over most of the incident energy range are less than one-third of this "evaporation slope". This means that as E_γ increases an increasing amount of the deposited energy is being removed by fast particles before the target nuclei become thermalized.

In the next sections we will determine the number of these fast, non-evaporation nucleons that are emitted per photoabsorption as well as the mean energies that they remove.

By way of background, we will first review some model calculations of the expected mean neutron multiplicities. The most comprehensive models which predict the various particle decays following a photonuclear excitation are those which combine a reasonable description of the absorption mechanism (quasideuteron absorption) with complete intranuclear cascade (Monte Carlo) calculations [8]).

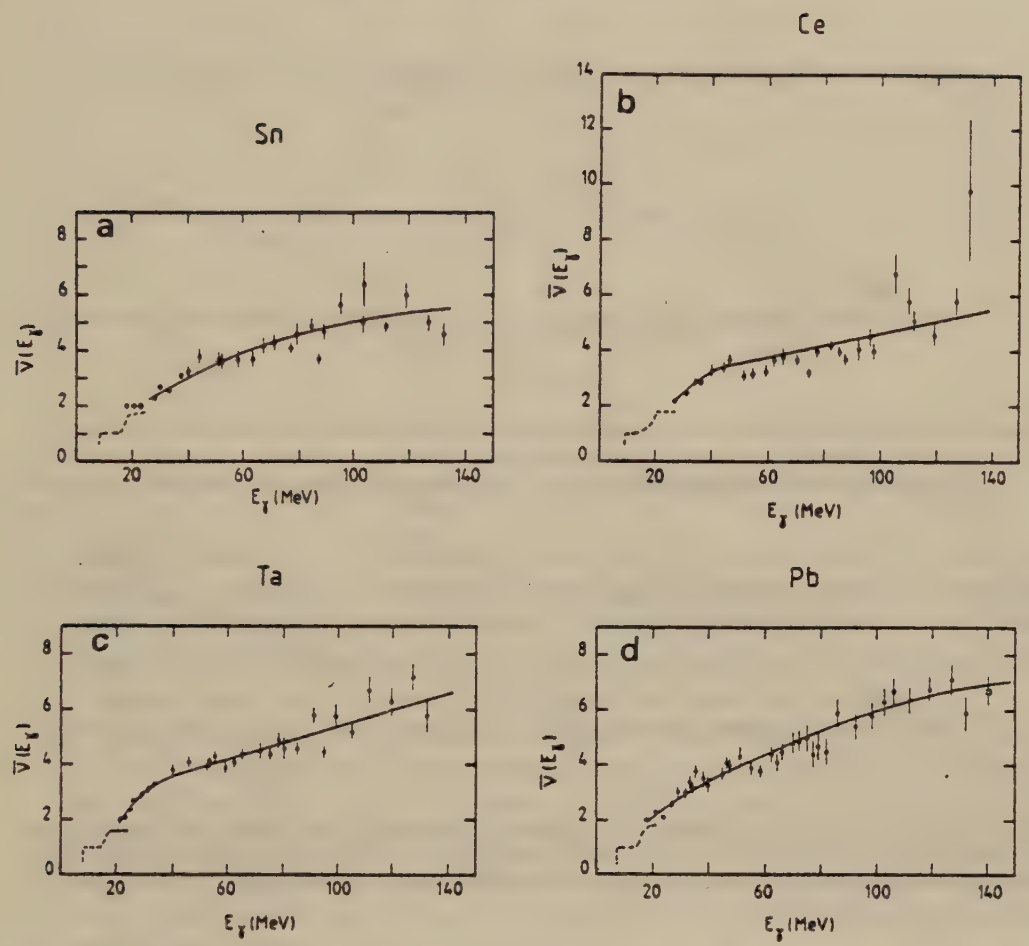


Fig. 2. Average experimental photoneutron multiplicities $\bar{\nu}(E_\gamma)$ plotted against photon energy E_γ, for 25 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 140 MeV. Data points were evaluated using results from ref. [1]). The full line represents a smoothed average behaviour. The dashed line represents $\bar{\nu}(E_\gamma)$ values, measured in the giant dipole resonance (GDR) region, in previous Saclay experiments [7]). Fig. 2a: Sn; fig. 2b: Ce; fig. 2c: Ta; fig. 2d: Pb [where the □ point refers to the SIN [19]) measurement with stopped π^-].

Such predictions by Gabriel [9]) for 40 MeV $< E_\gamma <$ 400 MeV photonuclear reactions agreed reasonably well with the bremsstrahlung-induced integral photoproton spectra obtained in the Lund experiments [10]). Similarly, Barashjenkov *et al.* [11]) also developed a cascade evaporation model, for photonuclear reactions (50 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 1 GeV), whose predictions were also in reasonable agreement with the results of photonuclear reactions obtained with continuous bremsstrahlung spectra.

More relevant to our own work are recent calculations by Wu and Chang [12]) for the absorption of monochromatic photons. They assumed that the absorption mechanism for (30 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 140 MeV) photonuclear reactions is well described by some quasideuteron model. An initial two-particle–two-hole state in the exciton

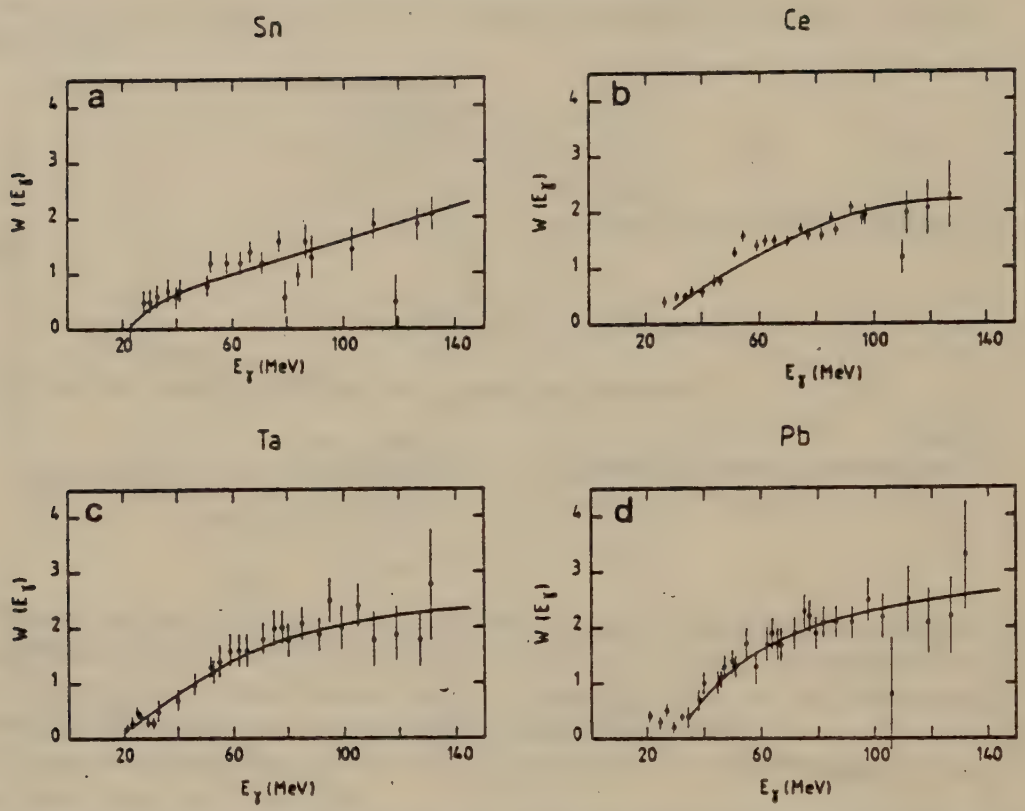


Fig. 3. Widths, $W(E_\gamma)$ of the experimental photoneutron multiplicity distributions as a function of the photon energy E_γ for 25 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 140 MeV. Data points were evaluated using results from ref. [1]). The full line represents a smoothed average behaviour. Fig. 3a: Sn; fig. 3b: Ce; fig. 3c: Ta; fig. 3d: Pb.

model is thus assumed. A subsequent equilibration process then occurs in which a series of residual two-body interactions create progressively more and more complicated particle–hole states until a final "equilibrium", or compound nucleus state, is reached. During each preequilibrium stage some fast neutrons and protons can be emitted. The statistical compound nucleus state which is eventually formed decays mostly by the evaporation of modest energy neutrons. For each photon energy $E_\gamma = 30$, 40, 50, 60, 70, 80, 90 and 100 MeV, Wũ and Chang computed the ratio of $\sigma(\gamma, in\ k\mathrm{p})/\sigma(\mathrm{tot}: E_\gamma)$ for all possible neutron multiplicities i and proton multiplicities k, where it was assumed that the emission of charged particles other than protons is negligibly small. In particular, they found that for Pb and $E_\gamma =$ 100 MeV, the sum of all partial cross sections $\sigma(\gamma, in\ k\mathrm{p})$ with $k \geq 2$, is $<0.02\sigma(\mathrm{tot}: E_\gamma)$ and the $\sigma(\gamma, \mathrm{p}) + \sigma(\gamma, 2\mathrm{p})$ contribution is $<10^{-3}\sigma(\mathrm{tot}: E_\gamma)$. The remaining strength, roughly $0.98\sigma(\mathrm{tot}: E_\gamma)$ is concentrated in the $k = 0$ and 1 cases, for values of i up to 11. The present data afford the first possibility for a direct comparison of their average theoretical photoneutron multiplicity $\bar{\nu}_{\mathrm{WC}}(E_\gamma)$ with our

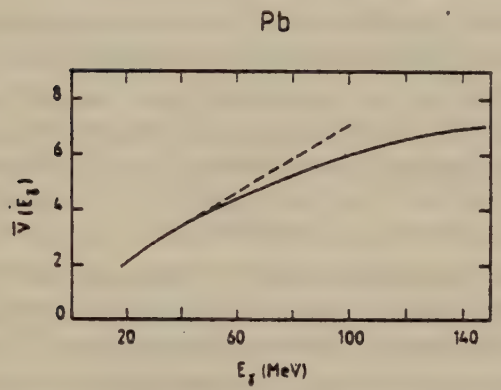


Fig. 4. Average experimental photoneutron multiplicities $\bar{\nu}(E_\gamma)$ for lead plotted against photon energy E_γ for 25 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 140 MeV. The full line represents the smoothed average behaviour of fig. 2d. The dashed line represents the prediction of the calculation of Chang and Wu [12]).

measured values $\bar{\nu}(E_\gamma)$. One immediately sees (fig. 4) that for $E_\gamma > 50$ MeV one has $\bar{\nu}(E_\gamma) < \bar{\nu}_{WC}(E_\gamma)$. In other words their model underestimates the contribution of the preequilibrium processes which are associated with the emission of a small number of fast nucleons and overestimates the contribution of the evaporation processes where a large number of low-energy neutrons are evaporated.

Similar discrepancies were observed in an (e, *in*) investigation on ^{197}Au, performed with a continuous bremsstrahlung spectrum with an end-point energy of 147 MeV, by Pringle *et al.* [13]). A subsequent analysis of the radioactive Au isotopes produced, allows for a study of the $1 \leq i \leq 12$ exit channels and it was found that for $i > 7$ the ensuing experimental partial photoneutron cross sections fall progressively below the corresponding values calculated with the Oak Ridge intra-nuclear cascade code, PICA.

Moreover these discrepancies tend to increase with both increasing i and E_γ values. A similar result was also obtained by Moffat and Reitman [14]) in their studies of the photoneutron reactions on thallium up to E_γ = 105 MeV.

These results would all be brought into better agreement with measured $\bar{\nu}$ values if the assumed mean free paths for fast nucleons in nuclei were increased in value. More fast particles would then escape and therefore the number of evaporations would be reduced.

3. Deducing the mean energy removed by the fast nucleons

The emitted neutrons in each event consist of some combination of slow (evaporated) neutrons and fast neutrons from the original photon interaction with the nucleus or from an intranuclear cascade following that interaction. It is useful to divide the measured multiplicity $\bar{\nu}$ into its components for slow and fast neutrons,

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_s + \bar{\nu}_f \,. \tag{3.1}$$

We assume that, as an immediate result of the interaction of the absorbed photon with the nucleus, there will usually be some emission of fast neutrons or protons but that the probability for the emission of other fast particles will be negligible. If $\bar{E}_f$ is the average total energy (binding plus kinetic) which is removed by fast nucleons (protons plus neutrons) we may write

$$E_\gamma = \overline{E}_f + \overline{E^*}, \tag{3.2}$$

where $\overline{E^*}$ is the average excitation energy of the compound residual nucleus, i.e., the excited nucleus left when all fast processes have taken place. Since the targets in this experiment are heavy, hardly fissionable nuclei, such compound residual nuclei decay almost entirely by neutron evaporation. This allows us to write

$$\overline{E^*} = \bar{B}'\bar{\nu}_s + \tfrac{1}{2}\bar{B}, \tag{3.3}$$

where $\overline{B'}$ is the mean energy (kinetic plus binding) removed by an evaporating neutron. It is the sum of the average binding energy for the chain of evaporated neutrons plus $2\bar{\theta}$, where $\bar{\theta}$ is the average nuclear temperature along the chain. The energy $2\bar{\theta}$ is the mean evaporation kinetic energy according to standard statistical theory. The quantity $\bar{B}$ in the expression for $\overline{E^*}$ is the mean binding energy of the final residual nucleus in the evaporation chain. The factor $\frac{1}{2}$ in $\frac{1}{2}\bar{B}$ arises from the fact that, on the average, the neutron evaporation chain terminates at an excitation halfway between the ground state and the threshold for the evaporation of another neutron. $\frac{1}{2}\bar{B}$ is the mean energy carried off by final photon decays.

It follows from (3.2) and (3.3) that:

$$\bar{E}_f = E_\gamma - \bar{B}'\bar{\nu}_s - \tfrac{1}{2}\bar{B} = (E_\gamma - \bar{B}'\bar{\nu} - \tfrac{1}{2}\bar{B}) + \bar{B}'\bar{\nu}_f. \tag{3.4}$$

The values of the three terms in parentheses are available from the experiment and binding-energy tables. The fourth term is not directly available, but it will be shown in the next section how $\bar{\nu}_f$ can be estimated with substantial accuracy if one happens to know just the *shape* of the fast neutron spectrum as well as the value of $\bar{\nu}$. In this case eq. (3.4) can be used to determine $\bar{E}_f$ with quite good precision. $\bar{E}_f$ is in fact the feature of the fast part of the photoabsorption process which is determined with greatest certainty by the present measurements.

In the next sections, we deduce from the measured values of $\bar{\nu}$ and of W (figs. 2 and 3) values or limits for the corresponding values for the fast emitted particles alone. These values should help constrain models for the initial stages of the photoabsorption process.

4. Deducing the mean numbers of fast neutrons and protons emitted per photoabsorption

On the basis of the multiplicity measurements alone, there is no way to know how the measured $\bar{\nu}$ is divided between $\bar{\nu}_s$ and $\bar{\nu}_f$. It becomes possible, however,

to make this division by making use of one additional piece of experimental information (if it is available), namely the shape of the observed fast neutron spectrum.

Of course it would also be possible to determine the total fast neutron yield at any E_γ directly by counting the entire spectrum of the emitted fast neutrons at a sufficient number of angles. It is, however, much easier and quicker to perform the integral measurements with the present technique than to make full angular distribution studies. (Each point in fig. 2 would require such a full study.)

We will now show how the present measurements provide values for $\bar{E}_f$, $\bar{\nu}_f$ and for $\bar{\pi}_f$, the number of fast protons emitted per photoabsorption, when we know the approximate shape of the fast photoneutron spectrum.

For this purpose we write

$$\bar{E}_f = \bar{\nu}_f \bar{E}_n + \bar{\pi}_f \bar{E}_p \,. \tag{4.1}$$

Here $\bar{E}_n$ and $\bar{E}_p$ give the mean emission (kinetic + binding) energies per photoabsorption for fast neutrons and protons respectively.

For virtually any model for the primary photon absorption (e.g. absorption by quasideuterons or absorption by single nucleons) the number of single-proton excitations will be approximately that of the single-neutron excitations. (This stems from the near equality of n and p effective charges for dipole absorption, the main absorption multipolarity.)

However, the mean number $\bar{\pi}_f$ of fast protons which emerge from the nucleus will be less than the number of fast neutrons, $\bar{\nu}_f$, since the protons have an extra barrier to surmount. As shown in the appendix an approximate classical expression for the escape chance of a nucleon, having kinetic energy E_i inside the nucleus (and E_o outside), is

$$p(E_i) = 1 - \left(\frac{\mathcal{B}}{E_i}\right)^{3/2}, \tag{4.2}$$

where $\mathcal{B}$, for neutrons, is the effective nuclear well depth. For protons it is that depth plus the Coulomb barrier height (cf. appendix).

This expression for $p(E_i)$ ignores the possibility that the nucleon can fail to escape because of an interaction on the way out of the nucleus. The probability for such a collision can be handled by a separate factor which should be very nearly the same for neutrons and protons. Thus the *ratio* of emission probabilities for fast protons to fast neutrons which have a common outside energy, E_o, would simply be the ratio $\rho(E_o)$ of their $p(E_i)$ factors. The ratio of total fast protons to total fast neutrons integrated over all energies would be

$$\alpha \equiv \frac{\bar{\pi}_f}{\bar{\nu}_f} = \frac{\int \rho(E_o) s(E_o)\, dE_o}{\int s(E_o)\, dE_o}, \tag{4.3}$$

where $s(E_o)$ gives the shape (assumed known) of the fast neutron spectrum. Given $s(E_o)$, one can also determine $\bar{E}_o = \int E_o s(E_o)\,dE_o / \int s(E_o)\,dE_o$, the mean outside kinetic energy of the emitted fast neutrons. From the proton spectrum $\rho(E_o)s(E_o)$ one could similarly obtain the mean kinetic energy of emitted protons.

By adding the appropriate binding energies (B_{1n}, B_{1p}) to each of these averages one finds $\bar{E}_n$ and $\bar{E}_p$, the total mean energies removed by fast neutrons and protons per photoabsorption. Defining

$$\beta = \frac{\bar{E}_p}{\bar{E}_n} \tag{4.4}$$

we may write $\bar{E}_t$, the mean energy removed per absorption by fast nucleons, as

$$\bar{E}_t = (1+\alpha\beta)\bar{E}_n\bar{\nu}_t\,. \tag{4.5}$$

The factor α [eq. (4.3)] must be less than unity and β [eq. (4.4)] must be greater than unity because proton emission is suppressed relative to neutron emission, especially at low energies. Combining eqs. (3.4) and (4.5) one finds that

$$\bar{\nu}_t = \frac{E_\gamma - \bar{B}'\bar{\nu} - \frac{1}{2}\bar{B}}{\bar{E}_n(1+\alpha\beta) - \bar{B}'}\,. \tag{4.6}$$

All of the quantities on the right of eq. (4.6) are known; E_γ and $\bar{\nu}(E_\gamma)$ from our experiments, $\bar{B}$ and $\bar{B}'$ from the binding energy tables, $\bar{E}_n$ from other experiments which provide the average kinetic energy, $\bar{E}_o$ of the emitted photoneutrons, and α and β from experimental (or theoretical) information about the shapes of the energy spectra of the emitted fast neutrons and protons.

Thus if one knows the shape, $s(E_o)$, of the fast neutron kinetic energy spectrum and is willing to obtain that for protons (using factors like $p(E_i)$ of eq. (4.2) or from direct measurement), then eqs. (4.6) and (4.5) provide fairly model-independent measures for $\bar{\nu}_t$ and $\bar{E}_t$.

5. The mean energies and multiplicities of fast photoneutrons in the present experiment

The shapes of the fast neutron spectra for three of the targets in the present experiment, Sn, Ta and Pb, happen to be available for a photon energy interval centered at $E_\gamma = 70$ MeV from the measurements of the group at the Rensselaer Polytechnic Institute [15]). Since these spectra all have the same shape, we can assume that shape for Ce as well. The spectra can all be approximated by a straight line which intersects the neutron energy axis at 54 MeV. At the lowest energies of the measured spectra ($\lesssim$10 MeV) there is some evidence for the tail of evaporation neutrons.

Consider the Pb target at 70 MeV for example. Some of the necessary parameters for the evaluation of the quantities $\bar{\nu}_t$, $\bar{\pi}_t$, $\bar{E}_t$ and $\overline{E^*}$ are:

$$E_\gamma = 70 \pm 2 \text{ MeV},$$

$$\bar{\nu} = 4.8 \pm 0.2 \text{ MeV (measured)},$$

$$\bar{B} = 7.2 \pm 0.3 \text{ MeV [ref. }^{16}\text{)]},$$

$$\bar{\theta} = 1.2 \pm 0.4 \text{ MeV},$$

$$\bar{B}' = \bar{B} - 2\bar{\theta} = 9.6 \pm 0.9 \text{ MeV}.$$

In order to get a reasonable evaluation of the effect of the Coulomb barrier on the emission of fast protons we shall assume that the total barrier is roughly like that derived from the sum of a standard nuclear potential and a Coulomb potential,

$$V = -\frac{V_0}{1+e^{(r-R)/a}} + \frac{Ze^2}{r}.$$

For Pb and reasonable values for the parameters ($V_0 \sim 40$ MeV; $R \sim 7$ fm; $a \sim 0.65$ fm) one finds that V peaks at r somewhere between 9 and 10 fm with a value of about 11.5 MeV.

The values deduced for the mean fast nucleon multiplicities and for the mean energies that these nucleons carry off are given in table 1 for the Pb case. Also in the table are values for α and β evaluated according to the prescriptions embodied in (4.3) and (4.4). In computing these values two different extrapolations were made for the extrapolation of the measured fast neutron spectrum [15]) to zero energy.

In the first column (a), in table 1, it was assumed that this spectrum could be extrapolated linearly to zero energy. Since this gives a finite value at zero energy rather than zero as one must expect (because the phase space goes to zero at zero energy), we can be certain that this extrapolation will lead to an overestimate of the ratio of fast neutrons to protons. To determine how sensitive the results are to the extrapolations, we also tried a curve smoothly joining the measured spectrum at 10 MeV but going to zero at zero MeV (column (b) in table 1).

The differences in the various values for $\bar{\nu}_t$, $\bar{E}_t$ etc, in table 1 for the two assumed shapes for the neutron spectra lay within the statistical uncertainties computed for the numbers in the table. It would be very useful, as a check of the issues involved in estimating the values of α and β, to have photoneutron and photoproton spectra from the same measurement. (It is often difficult to compare measurements of different experiments because of uncertainties of photon flux determinations.) In the absence of such comparisons, the estimates given in column (b) in table 1 should be considered to be more realistic than in column (a).

The results listed in table 2 for the nuclei Sn, Ce, Ta and Pb were determined using the spectrum shape extrapolation that corresponds to column (b) of table 1.

TABLE 1

Nucleon emission features following absorption of a 70 MeV photon by a Pb nucleus

	$\frac{dN}{dE}$ ε_n (ε_p) case (a)	$\frac{dN}{dE}$ ε_n (ε_p) case (b)
α	0.31	0.35
β	1.46	1.37
$\overline{\nu_f}$	0.74 ± 0.16	0.66 ± 0.15
$\overline{\pi_f}$	0.23 ± 0.04	0.23 ± 0.04
$\overline{\nu_s}$	4.1 ± 0.3	4.1 ± 0.3
$\overline{E_f}$ (MeV)	27.3 ± 6	26.6 ± 6
$\overline{E^*}$ (MeV)	42.7 ± 5	43.4 ± 5

Experimental data are taken from ref. [1]) and fig. 2 of this paper. ν stands for neutrons and π for protons; f stands for fast particles and s for evaporated particles. $\overline{E^*}$ is the residual excitation energy after all fast particles have escaped – carrying with them energy $\bar{E}_f$. The coefficients α and β have to do with the ratio of fast neutrons to fast protons that are emitted. They are explained in the text. The uncertainties in this table are statistical only.

An independent check of the values extracted for $\bar{\nu}_f$ and $\bar{\pi}_f$ can be provided by a comparison of the entries for $\bar{\nu}_f$ in table 2 with a feature of the aforementioned RPI measurement [15]) that has not been used so far. To obtain the values in table 2 it was necessary to use only the *shape* of the RPI fast neutron spectra. Since the RPI group also obtained absolute values for their photoneutron production cross section, it becomes possible to check their cross sections against the entries for $\bar{\nu}_f$ in table 2. Thus for Sn, Ta and Pb and $E_\gamma = 70$ MeV, they quote cross sections for

TABLE 2

Photonucleon emission features for four targets at 70 MeV

	Sn	Ce	Ta	Pb
$\bar{\nu}$	4.3 ± 0.2	4 ± 0.2	4.5 ± 0.2	4.8 ± 0.2
$\overline{\nu_f}$	0.50 ± 0.11	0.59 ± 0.13	0.71 ± 0.16	0.66 ± 0.15
$\overline{\pi_f}$	0.24 ± 0.05	0.26 ± 0.05	0.27 ± 0.05	0.23 ± 0.04
$\overline{\nu_s}$	3.8 ± 0.3	3.4 ± 0.3	3.8 ± 0.3	4.1 ± 0.3
$\overline{E_f}$ (MeV)	23.4 ± 5	26.3 ± 6	28.7 ± 6	26.6 ± 6
$\overline{E^*}$ (MeV)	46.6 ± 6	43.7 ± 5	41.3 ± 5	43.4 ± 5

(See caption under table 1.)

fast neutron production ($E_n \geq 10$ MeV) of 7, 10.7 and 8.3 mb for Sn, Ta and Pb respectively. These values are based on their measurement at 67° and the assumption of isotropic fast neutron emission. If one corrects these results for the anisotropy of the neutron emission on the basis of other measurements [17,18]) at similar energies, the RPI cross sections are reduced to the values 3.6, 9.5 and 7.4 mb for the three targets.

Our own estimates for these cross sections can be obtained by multiplying our measured photoabsorption cross sections [1]) at $E_\gamma = 70$ MeV (8.1 ± 1, 14.3 ± 1 and 15.0 ± 1 mb for the three targets) by the deduced mean fast neutron multiplicity for each case. These multiplicities must refer to neutrons with $E_n \geq 10$ MeV to correspond to the RPI measurements. These neutrons constitute very nearly 75% of the whole fast neutron spectrum. The multiplicities for the full spectrum, $\bar{\nu}_f$, are given in table 2. Thus the fast neutron cross sections from our data which correspond to those from RPI come out 3 ± 0.8, 7.6 ± 1.8 and 7.4 ± 1.7 mb for the three targets.

These results are very close to the corrected RPI results and can be considered to lend some support to the validity of the procedures followed here in extracting values for $\bar{\nu}_f$.

While we are dealing with average neutron multiplicities in high energy photoabsorption, it is interesting to compare them to the corresponding multiplicities seen for stopped negative pions. These multiplicities were recently determined at SIN by examining the distribution of final residual nuclei in pion capture [19]) as well as by direct measurements of neutron spectra [20]). In the latter case, it was possible to divide the multiplicities of the observed neutrons into an evaporation component $\bar{\nu}'_s$ and a fast component $\bar{\nu}'_f$. (The primes here and in table 3 denote pion induced multiplicities – as distinguished from (unprimed) multiplicities for photon absorptions.)

One notices that the average number of emitted neutrons per absorption is approximately the same for (π^-, $i'nk'p$) reactions in Pb or Bi as it is for (γ, in kp) at the same excitation energy, $E_X \simeq 140$ MeV. As can be seen from table 3 and fig. 2d, $\bar{\nu}' \simeq \bar{\nu} \simeq 6.7 \pm 0.4$. It is not obvious that the multiplicities for these two

TABLE 3

Neutron multiplicities in stopped pion absorption ($E_\pi = 140$ MeV)

	Nucleus	^{197}Au	^{209}Bi
exp [20])	$\bar{\nu}'_f$	1.32 ± 0.10	
	$\bar{\nu}'_s$	5 ± 0.4	
	$\bar{\nu}' = \bar{\nu}'_f + \bar{\nu}'_s$	6.31 ± 0.36	
exp [19])	$\bar{\nu}' = \bar{\nu}'_f + \bar{\nu}'_s$	6.61 ± 0.4	6.8 ± 0.4
	$\bar{\pi}'_f$	0.32 ± 0.14	0.37 ± 0.16

(In this table ν refers to neutrons and π to protons; the subscripts f and s refer to fast and evaporated nucleons respectively.)

processes should be expected to be so close to each other. In a photoabsorption on a quasideuteron, one fast neutron and one fast proton are initially released. A π^- absorption on the other hand leads predominantly to the emission of fast neutrons. Even if one makes the assumption that absorption on a pp pair is as likely as absorption on a np pair it follows from the available numbers of these pairs that there would be at least five fast neutrons initially released for each fast proton released. Thus from these considerations one might expect to find

$$\bar{\nu}_f' > \bar{\nu}_f \qquad \text{for 140 MeV excitation .}$$

On the other hand since photons are presumably absorbed throughout the nuclear volume whereas pions are absorbed mainly on the surface, there is a greater probability that the photon absorption will lead to compound nucleus formation, i.e. one must expect that $\bar{\nu}_s > \bar{\nu}_s'$.

It is therefore not clear just what one should expect in a comparison of $\bar{\nu}(=\bar{\nu}_s+\bar{\nu}_f)$ with $\bar{\nu}'(=\bar{\nu}_s'+\bar{\nu}_f')$. As the measurements of photon and pion absorption improve it would be interesting to compare the fast and slow neutron multiplicities with greater precision than can be managed at present.

6. The width of the distribution of the energies removed by fast particles

In the preceding sections, we have seen how reasonably precise values for $\bar{E}_f$ and related quantities are provided by the measurements of the fast neutron multiplicity distribution. In this section we will see what can be learned about the width of the E_f distribution.

As before we divide the number of neutrons observed in a given event into slow (evaporated) neutrons and fast neutrons, $\nu = \nu_s + \nu_f$. Thus

$$\overline{\nu^2} = \overline{\nu_s^2} + 2\overline{\nu_s\nu_f} + \overline{\nu_f^2} ,$$

$$(\bar{\nu})^2 = (\bar{\nu}_s)^2 + 2\bar{\nu}_s\bar{\nu}_f + (\bar{\nu}_f)^2 ,$$

whence

$$w^2 = w_s^2 + w_f^2 + 2(\overline{\nu_s\nu_f} - \bar{\nu}_s\bar{\nu}_f) . \tag{6.1}$$

This says that the square of the width of the full (measured) neutron distribution is equal to the sum of the squares of the corresponding widths for slow and fast neutrons, plus a correction term. This correction term measures the correlation between slow and fast neutron emission. If these emissions were totally uncorrelated then $\overline{\nu_s\nu_f}$ would be equal to $\bar{\nu}_s\bar{\nu}_f$ and the correction term would vanish. Actually one must expect that $\overline{\nu_s\nu_f} < \bar{\nu}_s\bar{\nu}_f$ for virtually any model. If a fast nucleon produced in the primary interaction fails to escape for any reason, its energy will show up in the emission of evaporated neutrons. Thus ν_s and ν_f will be anticorrelated and the correlation term in (6.1) will be negative. Sample exercises show, moreover,

that this term is likely to exceed w_t^2 in magnitude: this happens because (see tables 1 and 2) typical values of $\overline{\nu_s}$ are almost an order of magnitude larger than typical values of $\overline{\nu_t}$. We can therefore assert that $w^2 < w_s^2$, i.e. the width of the distribution for numbers of evaporated neutrons exceeds slightly the measured width for all emitted neutrons.

Since the energy removed by evaporated neutrons is $\bar{E}_{ev} = \bar{B}'\bar{\nu}_s$, the width of the distribution for the energy removed by evaporated neutrons is $\bar{B}'w_s$. But since $\bar{E}_{ev} + \bar{E}_t$ has in our simple model the constant value $E_\gamma - \frac{1}{2}\bar{B}$ at a given incident photon energy, it follows that the width of the distribution for E_t, the energy removed by fast nucleons, is also equal to $\bar{B}'w_s$ which, as we have just argued, must slightly exceed the measured $\bar{B}'w$ for the photoneutrons where the widths w are given in fig. 3. To summarize, the measured ν-distribution does not lead to as precise a determination of the width of the E_t distribution as it does for the first moment, $\bar{E}_t$. It does, however, supply us with a lower bound for this width that is not too distant from the actual value.

In the previous sections we were able to sharpen our estimate of $\bar{E}_t$ and learn about $\bar{\nu}_t$ by supplementing our information about $\bar{\nu}$ with that for the shape of the fast neutron spectrum. Unfortunately information about this spectrum shape is not so useful for improving the precision of the *width* of the E_t distribution. This comes about because width of the distribution of total energy removed by fast neutrons per photoabsorption is not simply connected to the width of the observed photoneutron spectrum. The connection depends on the numbers of particles that can be emitted in the same event and on their energies. It would require difficult coincidence measurements to investigate these connections.

7. Conclusions and summary

The average number of neutrons, $\bar{\nu}$, emitted per photoabsorption of monochromatic photons between 30 and 140 MeV was determined as a function of photon energy for four targets: Sn, Ce, Ta and Pb (fig. 2). It was possible to determine the widths of the photoneutron multiplicity distributions as well (fig. 3).

From this information complemented by a small amount of additional information from other photonuclear experiments, it was possible to estimate the mean numbers of fast neutrons and fast protons ($\overline{\nu_t}$ and $\bar{\pi}_t$) emitted per photoabsorption and the mean energies that these particles carry off. The average energy $\bar{E}_t$ carried off by all fast particles emitted per event is particularly precisely determined. It is also possible to find a lower bound on the width of the distribution of the total energy E_t removed by fast neutrons in each photoabsorption.

The values $\bar{\nu}$, $\bar{\nu}_t$, $\bar{\pi}_t$ and W provided here will be useful as constraints in any new calculations of the early parts of the de-excitation process following photon absorption in heavy nuclei. They should help improve the precision of such

important nuclear parameters as the mean free path within the nuclear volume of the fast nucleons released upon the initial photoabsorption.

Appendix

A SIMPLE CLASSICAL ESTIMATE FOR ESCAPE PROBABILITIES FROM A POTENTIAL WELL

Consider a spherically symmetric three-dimensional square potential of depth V with a barrier shown in fig. 5. We are interested in the chance that a particle of kinetic energy E_i inside (E_o outside) the potential will escape to the outside. We ignore absorption in the region of the potential (V is real) since effects of absorption can be considered separately.

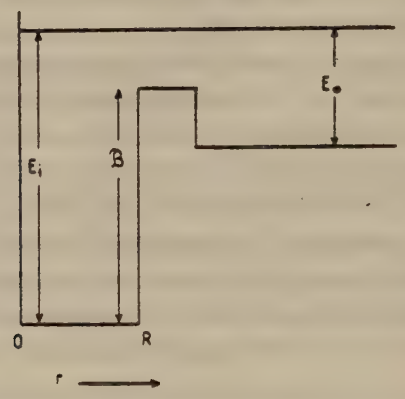


Fig. 5. A spherically symmetric three-dimensional square potential of depth V with a barrier (see text).

We are interested in energies $E_i = \frac{1}{2}Mv_i^2 > \mathcal{B}$ and treat the problem classically. In order for a particle of velocity v_i inside the potential to escape, it is necessary that its "radial kinetic energy" exceed $\mathcal{B}$ when the particle reaches the nuclear surface. In short, we must have $\frac{1}{2}Mv_i^2 \cos^2\theta \geq \mathcal{B}$ where θ is the angle between v_i and the normal to the potential boundary.

We assume that particles of energy E_i have been created with equal probability per unit volume throughout the sphere $r < R$ and we consider only those moving in some specified direction. (All directions are equivalent.) Then those particles which can surmount the barrier at $r = R$ lie within a cylinder of radius $R \sin\theta$ where $v_i^2 \cos^2\theta = 2\mathcal{B}/M$. The volume of that portion of the sphere that is within this cylinder is

$$2\pi \int_0^{R\sin\theta} r\,\mathrm{d}r\, 2\int_0^{\sqrt{R^2-r^2}} \mathrm{d}Z = 4\pi \int_0^{R\sin\theta} \sqrt{R^2-r^2}\,\mathrm{d}r = \frac{4\pi}{3}R^3[1-\cos^3\theta].$$

Thus the fraction of particles of velocity v_i that escape is given by $p(E_i) = 1 - \cos^3\theta = 1 - (\mathcal{B}/E_i)^{3/2}$. The particles lying outside the allowed region will be reflected at the barrier because for them the sum of the centrifugal potential and the actual potential exceeds their energy. Note that even when the inside energy E_i is as much as twice the barrier height $\mathcal{B}$, more than one third of the particles still fail to escape!

References

1) A. Leprêtre *et al.*, Nucl. Phys. **A367** (1981) 237
2) A. Veyssière *et al.*, Nucl. Instr. **165** (1979) 417
3) J.S. Levinger, Phys. Lett. **82B** (1979) 181;
   J.M. Laget, Nucl. Phys. **A312** (1978) 265
4) M. Gari and H. Hebach, Phys. Reports **72** (1981) 1
5) B. Schoch *et al.*, Phys. Rev. **C22** (1980) 2630;
   B. Schoch, Habilitationsschrift, Univ. of Mainz (1980), unpublished
6) A. Leprêtre, Thesis, University of Paris, (Sud), Orsay, 1982
7) A. Leprêtre *et al.*, Nucl. Phys. **A219** (1974) 39;
   R. Bergère *et al.*, Nucl. Phys. **A133** (1969) 417;
   R. Bergère *et al.*, Nucl. Phys. **A121** (1968) 463;
   A. Veyssière *et al.*, Nucl. Phys. **A159** (1970) 561
8) N. Metropolis *et al.*, Phys. Rev. **110** (1958) 185;
   N. Metropolis *et al.*, Phys. Rev. **110** (1958) 204;
   H.W. Bertini, Phys. Rev. **131** (1963) 1801
9) T.A. Gabriel, Phys. Rev. **C13** (1976) 240
10) P. Dougan *et al.*, Phys. Lett. **46B** (1973) 359;
    P. Dougan, Z. Phys. **A284** (1978) 165
11) V.S. Barashenkov, Nucl. Phys. **A338** (1980) 413
12) J.R. Wu *et al.*, Phys. Rev. **C16** (1977) 1812;
    J.R. Wu and C.C. Chang, private communication
13) J.S. Pringle *et al.*, Nucl. Phys. **A325** (1979) 63
14) J. Moffat *et al.*, Nucl. Phys. **65** (1965) 130
15) N.N. Kaushal *et al.*, Phys. Rev. **175** (1968) 1330
16) Nucl. Data Tables **9** (1971) nos. 4, 5
17) G.C. Reinhardt *et al.*, Nucl. Phys. **30** (1962) 201
18) L.A. Kul'chitskii *et al.*, JETP (Sov. Phys.) **12** (1961) 696
19) H.S. Pruys *et al.*, Nucl. Phys. **A316** (1979) 365
20) R. Hartmann *et al.*, Nucl. Phys. **A300** (1978) 345

Nuclear Physics A390 (1982) 240–252
©North-Holland Publishing Company

VII.II. A STUDY OF THE FORMATION OF COMPOUND NUCLEUS STATES BY ABSORPTION OF 30 TO 90 MeV PHOTONS IN Sn, Ce, Ta AND Pb NUCLEI

A. LEPRÊTRE, H. BEIL, R. BERGÈRE, P. CARLOS,
J. FAGOT and A. VEYSSIÈRE
DPh-N/Mf, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Received 2 April 1982

Abstract: From measurements $\sigma^{(i)}(E_\gamma) = \sum_{i=i}^{i_{max}} \sigma(\gamma, in\cdots)$ on four heavy nuclei (Sn, Ce, Ta, Pb) from 30 to 90 MeV with monochromatic photons one obtains the cross section for the formation of a compound nucleus state excited with the full energy of the absorbed photon. This cross section is compared with high energy extrapolation of the Lorentz line which fits σ(tot: E_γ) on the giant dipole resonance and with the absorption on a quasideuteron pair. A value $3.5\ \text{fm} < \lambda < 8.5\ \text{fm}$ is deduced for the mean free path of a fast nucleon in these heavy nuclei.

PHOTONUCLEAR REACTIONS Sn, Ce, Ta, Pb(γ, xn), E = 30–90 MeV; measured σ as compound nuclear excitation; deduced fast nuclear mean free path. Monochromatic photons.

1. Introduction

The total photonuclear absorption cross section for Sn, Ce, Ta and Pb has been studied recently in this laboratory from 25 to 140 MeV, using a continuously variable monochromatic photon beam obtained from the annihilation in flight of monoenergetic positrons. The basic experimental results were already published in two previous papers. In the first paper [1]), the published results are a set of data giving sums of inclusive multiple photoneutron production cross sections of the form $\sigma^{(i)}(E_\gamma) = \sum_{i=i} \sigma(\gamma, in\cdots)$ for neutron multiplicities ranging from $i = 2$ to 12. From these data the total photonuclear absorption cross section σ(tot: E_γ) has been deduced as

$$\sigma(\text{tot: } E_\gamma) = \sum_{i=2}^{i_{max}} \sigma(\gamma, in\cdots) = \sigma^{(2)}(E_\gamma)$$

since it was shown that in the above energy range one observes in the case of heavy nuclei that

$$\sigma(\gamma, \text{charged particles only}) \simeq 0\,,$$

$$\sigma(\gamma, 1n\cdots) \simeq 0\,.$$

The obtained $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ data are represented in fig. 1, with the corresponding errors bars in the cases $\sigma^{(2)}(E_\gamma) \simeq \sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ and in the cases $i = i_{max}$. In the intermediate cases $2 < i < i_{max}$ only the dashed lines representing a smooth average of the $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ data are drawn.

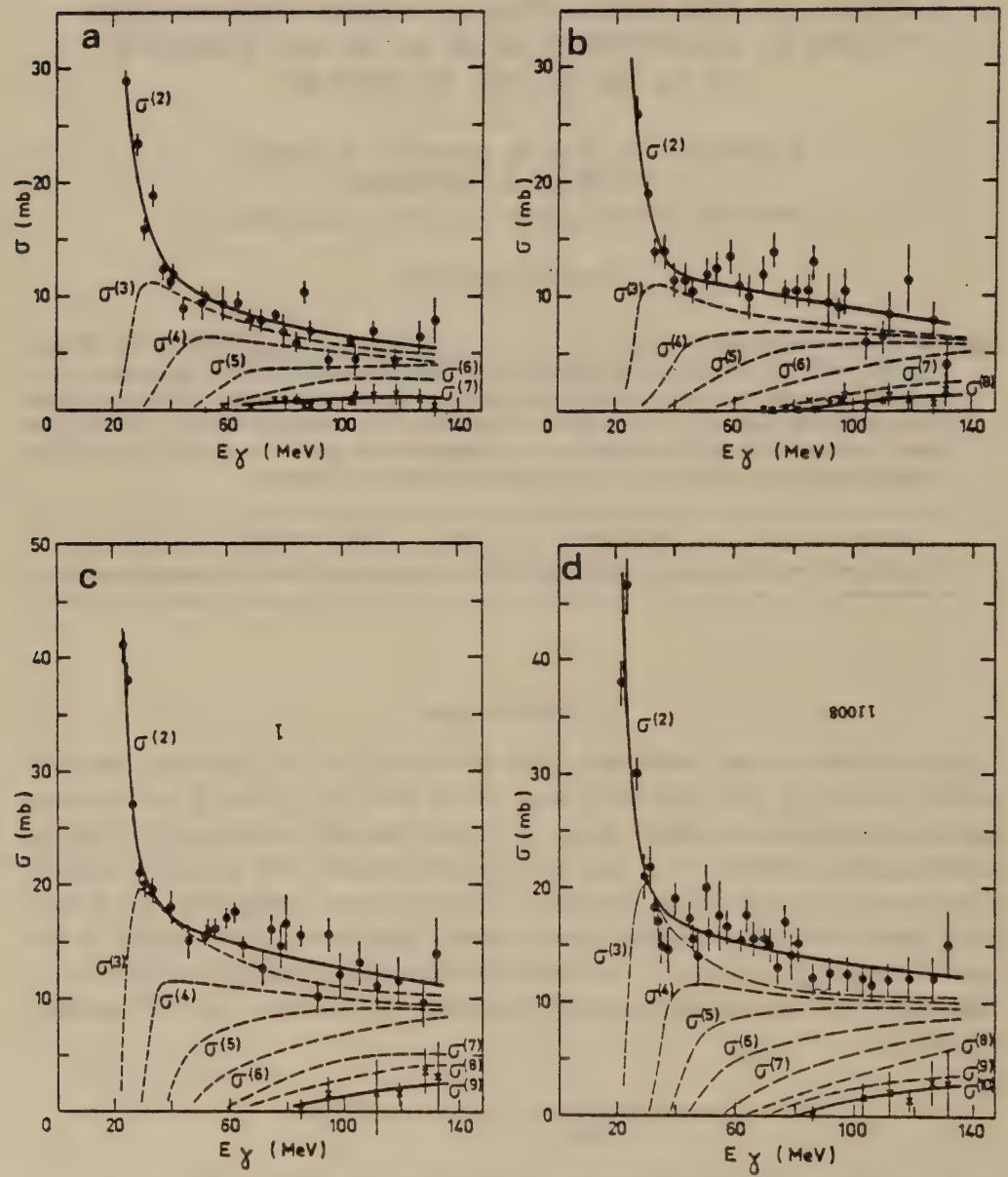


Fig. 1. Experimental $\sigma^{(2)}(E_\gamma)$ and $\sigma^{(i_{max})}(E_\gamma)$ results for Sn (fig. 1a), Ce (fig. 1b), Ta (fig. 1c), Pb (fig. 1d) and photon energies E_γ between 20 and 140 MeV. The solid and dashed lines represent "smoothed average $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ plots" drawn through the error bar weighted experimental points. No data points are shown for intermediate $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ results which are only represented by the dashed curves.

It is concluded that Levinger's modified quasideuteron model describes the total cross sections reasonably well. When these data are combined with lower energy data and integrated to 140 MeV they indicate the need for an enhancement factor K for the Thomas–Reiche–Kuhn sum rule of 0.76 ± 0.10. No evidence was found that would indicate an A-dependence for the enhancement factor.

In the second paper [2]) it was possible to determine the mean numbers of photoneutrons, $\bar{\nu}$, for each photon energy and the widths $W = [\overline{\nu^2} - \bar{\nu}^2]^{1/2}$ of the multiplicity distributions for the four nuclei Sn, Ce, Ta and Pb. When these measurements are combined with other photonuclear information, it is possible to extract the averages numbers of fast neutrons $\bar{\nu}_f$, of fast protons $\bar{\pi}_f$, and the average number of evaporation neutrons $\bar{\nu}_s$ emitted per photoabsorption of an $E_\gamma = 70$ MeV photon. It is also possible, in these cases, to deduce the total average energy $\bar{E}_f$ carried away by the preequilibrium emission of fast particles and the average energy $\bar{E}^*$ of the compound nucleus state which is finally reached, where one had obviously $E_\gamma = \bar{E}_f + \bar{E}^*$. The obtained results are summarized in table 1.

TABLE 1

"Mean average" decay characteristics, following the absorption of a $E_\gamma = 70$ MeV photon by Sn, Ce, Ta and Pb nuclei.

	Sn	Ce	Ta	Pb
$\bar{\nu}$	4.3 ± 0.2	4 ± 0.2	4.5 ± 0.2	4.8 ± 0.2
W	1.1 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.6 ± 0.2	1.8 ± 0.2
$\overline{\nu_f}$	0.50 ± 0.11	0.59 ± 0.13	0.71 ± 0.16	0.66 ± 0.15
$\overline{\pi_f}$	0.24 ± 0.05	0.26 ± 0.05	0.27 ± 0.05	0.23 ± 0.04
$\overline{\nu_s}$	3.8 ± 0.3	3.4 ± 0.3	3.8 ± 0.3	4.1 ± 0.3
$\overline{E_f}$ (MeV)	23.4 ± 5	26.3 ± 6	28.7 ± 6	26.6 ± 6
$\overline{E^*}$ (MeV)	46.6 ± 6	43.7 ± 5	41.3 ± 5	43.4 ± 5

The symbols are defined in the text and the error bars are purely statistical.

In this paper we want to use the above previous data and analyzed results in order to determine the cross section $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ which refers to the probability for creating a compound nucleus state with the excitation energy $\bar{E}^* = E_\gamma$ when a photon with the energy E_γ is absorbed by a Sn, Ce, Ta or Pb nucleus.

Moreover an attempt can be made in order to divide this cross section $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ into two parts (i) one part corresponding to the formation of such a compound nucleus state via the excitation of a collective giant resonance E1 or E2 mode (ii) a second part where the initial absorption of a photon E_γ occurs on a quasideuteron pair. In this latter case the fast proton and neutron initially excited in the nuclear volume undergo enough cascade collisions with the other nucleons so that their initial energy is finally shared by many nucleons thus creating a compound nucleus state.

Finally it is also possible to extract in the energy range where the absorption on a quasideuteron pair occurs, a limit value for the mean free path $\bar{\lambda}$ of the fast nucleons inside the nuclear volume.

2. Evaluation of the cross section $\sigma^{CN}(\bar{E}^* = E_\gamma)$ for the formation of a compound nucleus state excited with the full energy E_γ of the absorbed photon

In table 1 one sees that after the absorption of a 70 MeV photon by a Pb nucleus, the average decay process leads to a final compound nucleus state with an average excitation energy $\bar{E}^* = 43.4 \pm 5$ MeV.

It is also shown that $\bar{\nu}_s \gg \bar{\nu}_f$, so that the measured neutron multiplicity $\bar{\nu}$ and its associated distribution width W do, in fact, represent essentially the slow evaporation neutrons only. But the average energy $\bar{E}^*$ of the finally reached compound nucleus state and the $\bar{\nu}_s$ value are linked [2]) by the relation

$$\bar{E}^* = \bar{B}' \bar{\nu}_s + \tfrac{1}{2}\bar{B}\,, \qquad (1)$$

where $\bar{B}'$ is the mean energy (kinetic plus binding) removed by an evaporating neutron. It is the sum of the average binding energy for the chain of evaporated neutrons plus $2\bar{\theta}$ where $\bar{\theta}$ is the average nuclear temperature along the chain. The energy $2\bar{\theta}$ is the mean evaporation kinetic energy according to standard statistical theory [3]). The quantity $\bar{B}$ in the expression for $\bar{E}^*$ is the mean binding energy [4]) of the final residual nucleus in the evaporation chain. The factor $\frac{1}{2}$ in $\frac{1}{2}\bar{B}$ arises from the fact that, on the average, the neutron evaporation chain terminates at an excitation halfway between the ground state and the threshold for the evaporation of another neutron. $\frac{1}{2}\bar{B}$ is the mean energy carried off by final photon decays.

Formula (1) indicates that within the framework of our simple model, any given average excitation energy $\bar{E}^*$ of the final compound nucleus state, will necessarily fix the average number of slow evaporation neutrons $\bar{\nu}_s$ and vice versa. Hence it follows that W must also represent the broadening, or spreading, of the possible excitation energies $\bar{E}^*(\mathrm{CN})$ in such a final compound nucleus. In particular, it is shown in table 1 that the average excitation energy of the compound Pb nucleus at $E_\gamma = 70$ MeV was $\bar{E}^* = 43.4$ MeV and $W = 1.8 \pm 0.2$, where the latter value leads to a broadening (or spreading) $\Delta\bar{E}^*$, of the average excitation energy $\bar{E}^*$ given by

$$\Delta E^*(\mathrm{CN}) = \bar{B}' W = 9.6 \times 1.8 = 17.3 \pm 4 \text{ MeV}$$

which in turn gives half maximum values in the distribution of the energy E^* of the final compound nucleus of 26 ± 6 and 61 ± 6 MeV. Since $E^* = 61$ MeV is rather close to $E_\gamma = 70$ MeV, this shows that the probability of creating a compound nucleus with the full energy of the absorbed photon is not negligible. This fact will be now quantitatively studied.

Let us therefore consider the following problem: can we extract, *directly* from our measured $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ data [1]), the probability for creating a compound nucleus excited with the full energy $\bar{E}^* = E_\gamma$ of the absorbed photon?

This probability, henceforward referred to as $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$, turns out to be a function of quantities of the type $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ previously discussed in ref. [1]).

As a qualitative illustration let us consider that the absorption of a photon E_γ by a nucleus can lead either to the excitation of a compound nucleus state for this target nucleus with the excitation energy $\bar{E}^* = E_\gamma$ or to the preliminary emission of some fast nucleons during a preequilibrium stage. One would then expect to detect $\sigma(\gamma, in \cdots)$ values with a typical distribution versus i shown in fig. 2a. This fig. 2a could here represent the hypothetical case of a Pb nucleus where, after absorption of a 70 MeV photon, a Pb compound nucleus state is excited at $\bar{E}^* =$ 70 MeV in most of the cases. This shows up in the large and narrow hatched peak (which corresponds to the creation of such a compound nucleus state), whereas the lower i tail corresponds to the rarer cases where some fast nucleon emissions occur in a preequilibrium stage, and hence the total number of emitted (fast + evaporation) neutrons is smaller.

But as explained in ref. [1]), our experimental partial photoneutron cross sections $\sigma(\gamma, in \cdots)$ do not allow for such a straightforward and simple interpretation since they are marred by big uncertainties $\Delta\sigma(\gamma, in \cdots)$. However, one could again hope

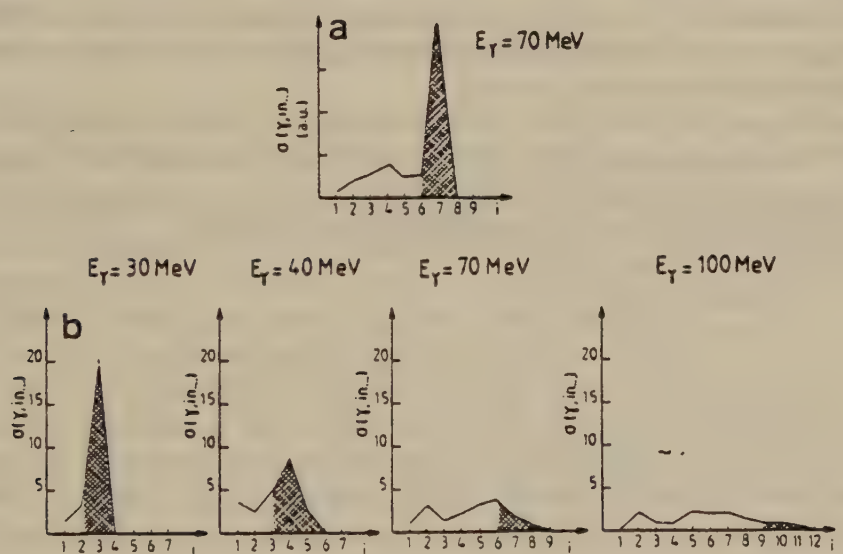


Fig. 2. (a) Hypothetical plot of the partial photoneutron cross sections $\sigma(\gamma, in \cdots)$ versus neutron multiplicity i for Pb around $E_\gamma = 70$ MeV. The hatched peak would correspond to the creation of a compound nucleus with an excitation energy equal to the full photon energy $E_\gamma = \bar{E}^*$. The broad distribution covering the lower multiplicities i would then be related to the case where some fast particles are first emitted (preequilibrium decay). (b) Experimental results for Pb at photon energies $E_\gamma = 30$, 40, 70 and 100 MeV. The plots represent $\overline{\sigma(\gamma, in \cdots)}$ versus neutron multiplicity i as defined in the text.

to improve such a $\sigma(\gamma, in\cdots)$ versus i distribution for an E_γ value, by defining the partial photoneutron cross sections $\overline{\sigma(\gamma, in\cdots)}$ from the smoothed lines $\overline{\sigma^{(i)}(E_\gamma)}$ represented in fig. 1. Here one defines $\overline{\sigma(\gamma, in\cdots)}$ as the difference between the smoothed averaged values of $\overline{\sigma^{(i)}(E_\gamma)}$ and $\overline{\sigma^{(i+1)}(E_\gamma)}$.

In the Pb case, such $\overline{\sigma(\gamma, in\cdots)}$ values are represented for $E_\gamma = 30$, 40, 70 and 100 MeV in fig. 2b. Qualitatively at least one immediately sees that the hatched area, representing roughly the cross section for the compound nucleus formation at $\bar{E}^* = E_\gamma$ decreases drastically when E_γ increases. One can now try for a more quantitative interpretation of such an experimentally observed decrease in the probability $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ value as a function of E_γ.

Let us consider the decay of a compound heavy nucleus $A(Z, N)$ excited with the energy $\bar{E}^*$ equal to the full energy of the absorbed photon. On the average it will evaporate j neutrons if the incident photon energy E_γ^j is defined by the following equation:

$$\bar{E}^* = E_\gamma^j = \sum_{i=1}^{j} (B_i + 2\theta_i) + \tfrac{1}{2}B_{j+1}\,, \tag{2}$$

where B_i = neutron binding energy of the $A(Z, N-i+1)$ nucleus [4]), θ_i = nuclear temperature of the $A(Z, N-i+1)$ nucleus corresponding to the evaporation of the ith neutron [3]), $2\theta_i$ = average kinetic energy of the ith evaporated neutron [3]), $\frac{1}{2}B_{j+1}$ = the average excitation energy of the $A(Z, N-j)$ nucleus which remains after the successive evaporation of "j" neutrons. It is taken to be equal to half the neutron binding energy for this final nucleus, and $B_i + 2\theta_i$ = the average total energy carried off by the ith evaporated neutron ($1 \leq i \leq j$).

If one now makes the reasonable assumption that the nuclear level density parameter "a" remains constant at "a" = $(0.1 \pm 0.03)A$ for the A to $A-j$ nuclei, successively reached during the sequential evaporation of "j" neutrons, then the classical formula $\theta = \sqrt{U/a}$ gives the sequential series of relations:

$$\begin{aligned}
\theta_j &= = \sqrt{\frac{1}{a}(\tfrac{1}{2}B_{j+1} + 2\theta_j)}\,,\\
\theta_{j-1} &= \sqrt{\frac{1}{a}(\tfrac{1}{2}B_{j+1} + 2\theta_j + B_j + 2\theta_{j-1})} = \sqrt{\theta_j^2 + \frac{1}{a}(B_j + 2\theta_{j-1})}\,,\\
\theta_{j-2} &= \sqrt{\theta_{j-1}^2 + \frac{1}{a}(B_{j-1} + 2\theta_{j-2})}\,,\\
&\vdots\\
\theta_1 &= \sqrt{\theta_2^2 + \frac{1}{a}(B_2 + 2\theta_1)}\,,
\end{aligned} \tag{3}$$

where appropriate values of eq. (3) are to be substituted in eq. (2) so as to obtain E_γ^j for a chosen number of evaporated neutrons j.

Now, since there can be some spreading around the $2\theta_i$ value for the actual kinetic energy ε_i of the ith evaporated neutron, there is a non-zero probability that all the neutrons are evaporated with a kinetic energy lower or larger than $\varepsilon_i = 2\theta_i$ thus giving a small, but non-zero, probability for the compound nucleus $A(Z, N)$, initially excited with the energy $\bar{E}^* = E^j_\gamma$, to emit $j-1$ or $j+1$ neutrons instead of j neutrons.

If one notes $\sigma^{CN}_{kn}[\bar{E}^* = E^j_\gamma]$ the cross section for the process where a compound nucleus (i) is formed with an excitation energy $\bar{E}^*$ equal to the energy E^j_γ of the absorbed photon and (ii) evaporates k neutrons during its deexcitation, then the above remark leads to the relation

$$\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] = \sum_{k=j-1}^{j+1} \sigma^{CN}_{kn}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] .$$

In order to exploit our smoothed $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ data, the only added assumption will now be that

$$\sigma^{CN}_{(j-1)n}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] = \sigma^{CN}_{(j+1)n}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] .$$

If the excitation energy E^j_γ of the compound nucleus is large enough to allow for a larger spreading of the number of evaporated neutrons from $j-2$ to $j+2$ around the average number j, we assume that the same symmetrical relationship holds

$$\sigma^{CN}_{(j-2)n}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] = \sigma^{CN}_{(j+2)n}[\bar{E}^* = E^j_\gamma]$$

and then

$$\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] = \sigma^{CN}_{jn}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] + 2\sigma^{CN}_{(j+1)n}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] + 2\sigma^{CN}_{(j+2)n}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] .$$

Therefore for each value j of the number of evaporated neutrons one can compute the average value E^j_γ for the corresponding excitation of the compound nucleus. Since our $\sigma^{(i)}(E^j_\gamma)$ smoothed data of fig. 1 describe the cross section for the decay channel in which j neutrons *at least* are emitted, one has

$$\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E^j_\gamma] = \sigma^{(j)}(E^j_\gamma) + \sigma^{(j+1)}(E^j_\gamma) . \tag{4}$$

As an example, in the case of the Pb nucleus one obtains from eq. (2) that an average number of $j = 4$ neutrons will be evaporated when the full energy $E^j_\gamma = 40$ MeV of the absorbed photon excites a compound nucleus. The corresponding probability for the excitation of such a compound nucleus is then obtained from

$$\sigma^{CN}[\bar{E}^* = 40\ \text{MeV}] = \overline{\sigma^{(4)}(40\ \text{MeV})} + \overline{\sigma^{(5)}(40\ \text{MeV})} = 12.8\ \text{mb} ,$$

whereas one has measured (fig. 1)

$$\sigma(\text{tot: } 40\ \text{MeV}) \simeq \sigma^{(2)}(40\ \text{MeV}) = 17 \pm 2\ \text{mb}$$

assuming again that $\sigma(\text{tot: } 40\ \text{MeV}) \simeq \sigma^{(2)}(40\ \text{MeV})$ [1]).

As another example, one shows that if the absorption of a 73 MeV photon by a Pb nucleus leads to the creation of a compound nucleus state with $\bar{E}^* = 73$ MeV, then $j = 7$ neutrons will be evaporated on the average. The corresponding probability for the creation of such a compound nucleus will then be:

$$\sigma^{CN}(\bar{E}^* = 73 \text{ MeV}] = \overline{\sigma^{(7)}(73 \text{ MeV})} + \overline{\sigma^{(8)}(73 \text{ MeV})} + 4 \pm 1 \text{ mb},$$

whereas one has measured

$$\sigma(\text{tot: } 73 \text{ MeV}) \simeq \sigma^{(2)}(73 \text{ MeV}) \simeq 14.5 \pm 2 \text{ mb}.$$

These "cross sections" $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$, for the creation of a compound nucleus excited with the full energy E_γ of the absorbed photon, were evaluated from eq. (4) for Sn, Ce, Ta and Pb and are shown as dashed lines in figs. 3a, 3b, 3c and 3d respectively. The $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ curves in figs. 3b, 3c and 3d were computed for ^{140}Ce (88%), ^{181}Ta and ^{208}Pb (52.3%) targets respectively. The $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ curve in fig. 3a is an average between the values computed for the extreme cases ^{116}Sn and ^{124}Sn. Of course, as discussed in ref. [1]), the smooth average $\overline{\sigma^{(j)}(E_\gamma)}$ curves in fig. 1 become less and less reliable as j and E_γ increase. Therefore we thought it possible to use them in order to compute fairly reliable $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ values up to $E_\gamma = 90$ MeV only. Below $E_\gamma = 90$ MeV one can estimate that the statistical uncertainties of the smoothed $\overline{\sigma^{(j)}(E_\gamma)}$ data allow for a final evaluation of those "model dependent" $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ values with statistical uncertainties $\simeq \pm 20\%$.

3. Can we get an approximate value for the probability of formation of a compound nucleus state excited at the enrgy $\bar{E}^* = E_\gamma$ when the photon is absorbed on a quasideuteron pair?

Figs. 3a, 3b, 3c and 3d also show as dotted lines the extrapolation of the Lorentz loines fitted to the GDR of natural Sn, natural Ce, ^{181}Ta and ^{208}Pb respectively [5]). One systematically observes that the $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ curves always lie slightly above the $\sigma_L(E_\gamma)$ curves with a similar dependence upon E_γ, i.e. a decrease with E_γ much steeper than the decrease with E_γ of $\sigma(\text{tot: } E_\gamma)$. Actually Lemke [6]) recently showed in his study of the photofission of ^{209}Bi on the energy range 40 MeV $< E_\gamma <$ 65 MeV that he could extract a cross section for the formation of a compound nucleus $\sigma^{CN}(E_\gamma)$ which was much smaller than $\sigma(\text{tot: } E_\gamma)$ and slightly larger than the high energy tail of the Lorentz line $\sigma_L(E_\gamma)$ which fits the giant dipole resonance [5]).

In order to make a comparison between these $\sigma(\text{tot: } E_\gamma)$ and $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma]$ results one can assume that, for any photon energy E_γ above the giant dipole resonance region, $\sigma_L(E_\gamma)$ represents the remaining contribution of the volume oscillation characterizing the GDR and that in practically all the cases this oscillation, in which all the protons oscillate against all the neutrons, creates a compound nucleus state with the excitation energy $\bar{E}^* = E_\gamma$.

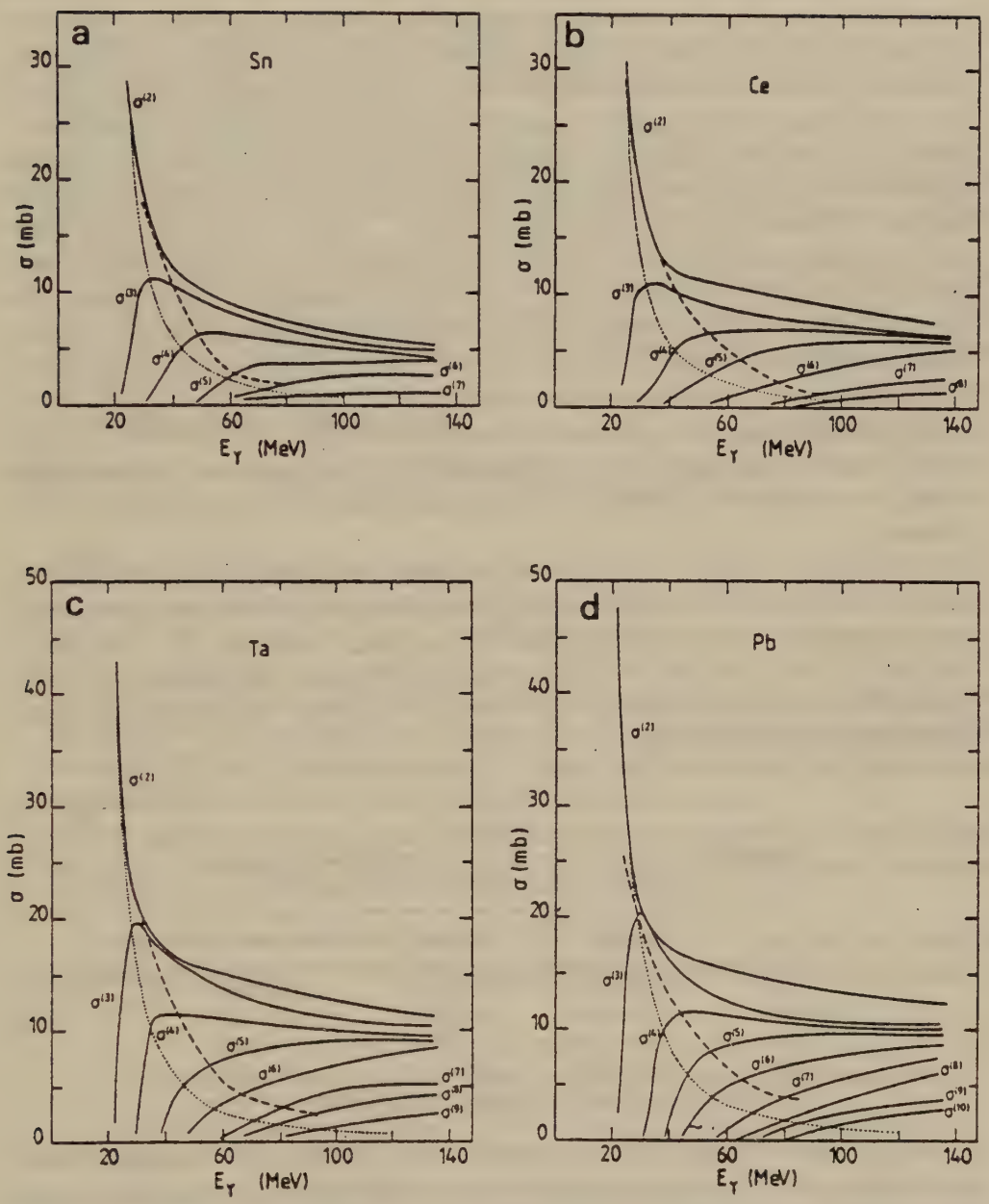


Fig. 3. (a) "Averaged" experimental $\sigma^{(i)}(E_\gamma)$ results for Sn and photon energies E_γ between 25 and 140 MeV, taken from ref. [1]). The dashed line represents the computed cross section for the creation of a compound nucleus with an excitation energy equal to the full energy of the incident photon E_γ namely $\sigma^{CN}[\tilde{E}^* = E_\gamma]$. The dotted line represents a Lorentz line $\sigma_L(E_\gamma)$ fitted only to the experimental data obtained in the GDR region [5]). (b) Same as 3a, but for Ce. (c) Same as 3a, but for Ta. (d) Same as 3a, but for Pb.

Of course, one knows that in the middle of the GDR (for heavy nuclei such as Ta or Pb) [5]) 10 to 15% of the total cross section, which is normally fitted by a Lorentz line $\sigma_L(E_\gamma)$ corresponds to a direct interaction without creation of a compound nucleus. Hence one may think that, when the energy increases, 85% at most of the extrapolated Lorentz line $\sigma_L(E_\gamma)$ represents the excitation of a collective mode leading to some compound nucleus states. But on the other hand some other collective mode could also excite compound nucleus states. For example, a possible isovector E2 mode [7]), centered around $E_2 = 130A^{-1/3}$ MeV, (~22 MeV in Pb) could also be represented by a Lorentz line $\sigma'_L(E_\gamma)$ whose values for E_γ between 20 and 100 MeV, say, can be evaluated from the E2 ($T = 1$) sum rule. These values vary from (0.1 to 0.2) $\sigma_L(E_\gamma)$ depending on the width of the second Lorentz line $\sigma'_L(E_\gamma)$. Thus this possible E2 mode might also add 0.1 to 0.2 $\sigma_L(E'_\gamma)$ to the cross section for the creation of a compound nucleus state by the E1 collective mode, mentioned above for large values of E_γ. It therefore seems reasonable to assume that (1 ± 0.15) $\sigma_L(E_\gamma)$ is a good evaluation for the probability of creating compound nucleus states by way of the collective coherent modes E1 and E2, for $20 < E_\gamma < 100$ MeV.

Hence,

(i) $[\sigma(\text{tot}: E_\gamma) - \sigma_L(E_\gamma)] = y(E_\gamma)$ would represent the probability for the absorption of a photon E_γ through the quasideuteron effect, which has been shown to be the predominant absorption mechanism in the energy range $30 < E_\gamma < 140$ MeV.

(ii) $\sigma^{CN}[\bar{E}^* = E_\gamma] - \sigma_L(E_\gamma) = z(E_\gamma)$ would then represent the probability for the creation of a compound nucleus, excited at $\bar{E}^* = E_\gamma$ when the photon has been absorbed on a quasideuteron.

TABLE 2

Probabilities $z(E_\gamma)/y(E_\gamma)$ for E_γ = 60, 70 and 80 MeV and for Sn, Ce, Ta and Pb nuclei taken from figs. 3a to 3d

	60 MeV	70 MeV	80 MeV
Sn	0.14 ± 0.06	0.09 ± 0.05	0.11 ± 0.05
Ce	0.35 ± 0.06	0.18 ± 0.05	0.11 ± 0.05
Ta	0.19 ± 0.05	0.15 ± 0.05	0.15 ± 0.05
Pb	0.31 ± 0.05	0.20 ± 0.05	0.18 ± 0.05

(iii) The ratio $z(E_\gamma)/y(E_\gamma)$ thus represents the probability that after initial photodisintegration of one quasideuteron in the target nucleus, all the initial energy E_γ is finally shared by all the nucleons of the target nucleus through the intranuclear rescattering effect. Table 2 shows the above probability ratios extracted from figs. 3a–d. Such evaluated values are only presented for $E_\gamma > 60$ MeV, since it is possible that the $[\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn)] = \sigma(\gamma, 1n \cdots)$ contribution in $\sigma(\text{tot}: E_\gamma)$ cannot be completely neglected below $E_\gamma = 60$ MeV [ref. [1])], particularly in the case of the lightest nucleus Sn.

4. Evaluation of the fast nucleon mean free path $\bar{\lambda}$

Clearly, these probabilities are directly dependent on the "average" mean free path $\bar{\lambda}$ of the initial fast neutron (or proton) which has been created in the absorption of an E_γ photon by a quasideuteron.

In order to evaluate $\bar{\lambda}$, one can use the *very simple model* [8]) which has been widely used to describe the escape probabilities of the fast proton and neutron, and in which they are assumed to be emitted back-to-back anywhere in the target nucleus. In such a model one considers the probability $P(0)$.

$P(0)$ = the probability that neither of the two fast initial nucleons escapes without any interaction from a spherical, uniform density, nucleus of diameter D. This is equivalent to the statement that both fast nucleons suffer at least one collision inside such a nucleus.

As shown in ref. [8]) one can write:

$$P(0) = \frac{3}{X^3}\left[\frac{X^3}{3} - X^2 + 4 - (4 + 4X + X^2)\, e^{-X}\right],$$

where

$$X = \frac{D}{\bar{\lambda}}.$$

Since no Coulomb barrier effect is considered here, the $P(0)$ probabilities will be compared to the experimental probabilities of our neutron measurements. One can write $P(0) \geqslant z/y$ since the emission of some fast particles can still happen during the intra-nucleon cascade if the collision is not very inelastic.

One can then compute the $\bar{\lambda}$ results displayed in table 3 where the previously evaluated z/y data for 70 MeV photons are taken from table 2 and where $D = 2(1.25A^{1/3})$ fm.

If one does not consider the case of the lightest nucleus, Sn, for which the approximation $\sigma(\gamma, 1n \cdots) \simeq \sigma(\gamma, \text{charged particles only}) \simeq 0$ is the less good, one

TABLE 3

Mean free path value $\bar{\lambda}$ for Sn, Ce, Ta and Pb nuclei exracted from decay characteristics following the absorption of $E_\gamma = 70$ MeV photons

Nucleus	Sn	Ce	Ta	Pb
A	120	140	181	208
D (fm)	12.2	13	14.1	14.8
z/y	0.09 ± 0.05	0.18 ± 0.05	0.15 ± 0.05	0.20 ± 0.05
$P_0>$	0.9	0.18	0.15	0.20
$D/\bar{\lambda} = X>$	1.2	1.95	1.7	2.1
λ (fm)$<$	10.2	6.7	8.3	7.0

The $P(0) > z(E_\gamma)/y(E_\gamma)$ data come from table 2 and $D = 2(1.25\, A^{1/3})$ fm.

gets for the three heaviest nuclei Ce, Ta and Pb

$$\bar{\lambda} \leq 8.3 \text{ fm} .$$

Such a result is larger than the $\lambda = 3.5$ fm value used by Stein *et al.* [8]) in order to describe the actual number of observed coincidences between one fast proton and one fast neutron which were assumed to be emitted by the photodisintegration of a quasideuteron by photons with energies close to 260 MeV. On the other hand, the above $\bar{\lambda} \leq 8.3$ fm is much smaller than the $\lambda \simeq 16.7$ fm value, recently assumed by Gadioli *et al.* [9]) to explain the proton spectrum observed in Y(p, p′) experiments as well as in a computation of the Te isotope yields distribution following π^- absorption in ^{127}I. However, Chiang and Hüfner [10]) recently pointed out that the mean free path of a nucleon inside a nucleus is a quantity which is still debated. They assumed $3 \text{ fm} < \lambda < 5$ fm for a nucleon between 10 and 100 MeV whereas McKeown [11]) assumed $4 \text{ fm} < \lambda < 9$ fm for 100 MeV nucleons.

Schiffer [12]) also pointed out that the analysis of proton elastic and quasielastic scattering, as well as data from the so-called nuclear Ramsauer effect, give $\lambda \simeq 5$ to 10 fm, while any "*a priori*" optical model [13]) evaluation gives $\lambda \simeq 2$ to 2.5 fm, just from nuclear density and the free nucleon–nucleon cross section.

Actually, the mean free path for the removal of nucleons from the entrance channel of an incident nucleon beam (i.e. the mean free path for their having any reaction at all) is $\lambda_0 = (\hbar c/W)\,[(E+V)/2m_0c^2]^{1/2}$ in the optical potential $V + iW$ formalism. Using values for V and W for photonucleons of average energy, $E = 30$ MeV namely, $V = 55$ MeV and $W = 12$ MeV, one finds $\lambda_0 \simeq 3.5$ fm.

It is expected that $\bar{\lambda}$ will exceed λ_0 since a fast nucleon which experiences a collision while passing through nuclear matter may still retain enough energy to allow for its eventual escape from the nucleus. This would lead to the relation

$$3.5 \text{ fm} < \lambda < 8.3 \text{ fm} .$$

Moreover, in a recent paper [14]) de Vries and di Giacomo pointed out that only a "local" mean free path could reliably be defined at any point within the volume of the nucleus. By taking into account realistic nuclear densities with effective nucleon–nucleon cross sections which include Pauli blocking and Fermi motion effects they could thus compute "local mean free paths" for 30 MeV-protons in Pb. Such a case should be close to the case considered in this paper where a 70 MeV photon breaks a quasideuteron anywhere in the Pb nucleus.

De Vries and di Giacomo computed local mean free paths $\lambda \simeq 4$ fm, $\lambda_{1/2} \simeq 6$ fm and $\lambda_{1/4} \simeq 15$ fm at distances r from the center of the nucleus, where the nucleon density is $\rho_0 = 0.16$ nucleons/fm^3, $\frac{1}{2}\rho_0$ and $\frac{1}{4}\rho_0$ respectively.

Although one cannot extract a reasonable average mean free path $\bar{\lambda}$ from these computed values it is however worth noticing that our tentative $\bar{\lambda}$-value $3.5 < \bar{\lambda} < 8.3$ fm does not seem incompatible with this $\lambda(r)$ distribution.

5. Conclusions

A detailed study of the reaction mechanism in the intermediate energy range is clearly an important and new field of research. In particular a better and more quantitative study of the complete reaction process is needed in order (i) to separate, say around $E_\gamma = 70$ MeV, the absorption through the quasideuteron effect from the absorption via a giant resonance reaction, (ii) to reach a better understanding of the intranuclear cascade which follows the initial photon absorption process and finally of a fundamental value like the mean free path of fast nucleons. Clearly experimental data such as the $\sigma^{CN}(\bar{E}^* = E_\gamma)$ data provided in this paper or the average number $\bar{\nu}_t(\bar{\pi}_t)$ of the emitted fast neutrons (protons) given in a previous study [2]), should help to put constraints on the theoretical models.

References

1) A. Leprêtre *et al.*, Nucl. Phys. **A367** (1981) 237
2) A. Leprêtre *et al.*, to be published
3) E. Gadioli *et al.*, Nucl. Phys. **A138** (1969) 321;
   U. Facchini *et al.*, Energia Nucleare **15** (1968) 54;
   J. Blatt and V. Weisskopf, Theoretical nuclear physics (Wiley, New York)
4) Nucl. Data Tables, vol. 9 (1971) nos. 4, 5
5) A. Leprêtre *et al.*, Nucl. Phys. **A219** (1974) 39;
   R. Bergère *et al.*, Nucl. Phys. **A133** (1969) 417;
   R. Bergère *et al.*, Nucl. Phys. **A121** (1968) 463;
   A. Veyssière *et al.*, Nucl. Phys. **A159** (1970) 561
6) H.D. Lemke *et al.*, Nucl. Phys. **A342** (1980) 37
7) A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear structure (Benjamin, 1969)
8) P.C. Stein *et al.*, Phys. Rev. **119** (1960) 348
9) E. Gadioli *et al.*, Nuovo Cim. Lett. **10** (1974) 373;
   E. Gadioli *et al.*, Phys. Lett. **65B** (1976) 311
10) H.C. Chiang *et al.*, Nucl. Phys. **A349** (1980) 466
11) R.D. McKeown *et al.*, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 1033
12) J.P. Schiffer, Nucl. Phys. **A335** (1980) 339
13) P.E. Hodgson, Nuclear reactions and nuclear structures (Oxford University Press)
14) R.M. de Vries and N.J. Di Giacomo, J. of Phys. **G7** (1981) L51

CONCLUSION

L'utilisation du faisceau quasi monochromatique de photons, d'énergie variable, installé, dans la salle de basse énergie, auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 600 MeV de Saclay a conduit à la mise au point de techniques expérimentales adaptées à l'étude des réactions photonucléaires pour les corps moyens et lourds ($A \geqslant 120$), dans la gamme d'énergie de 30 à 140 MeV. L'emploi d'un détecteur de photoneutrons d'efficacité élevée et variable a permis d'obtenir avec précision les sections efficaces partielles photoneutroniques et la section efficace totale photonucléaire, pratiquement non étudiées dans ce domaine d'énergie et de A.

Ces résultats nouveaux ont fourni les informations nouvelles suivantes :

1) Ils ont permis une meilleure connaissance de la section efficace totale intégrée photonucléaire et ont montré que

$$\int_{}^{140\ \mathrm{MeV}} \sigma(\mathrm{tot} : E_\gamma)\,dE_\gamma = (1+K)\ \sigma_o = 1{,}76\ \sigma_o$$

d'où K = facteur "d'accélération" = 0,76 ± 0,10

avec $\sigma_o = 0{,}06\ \frac{NZ}{A}$ MeV-b (valeur théorique de la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn), ceci pour les noyaux de nombre de masse supérieur ou égal à 120. Ce comportement constant de K en fonction de A, très différent de celui obtenu par le laboratoire de Mayence pour les noyaux $A \leqslant 40$ a suscité de nouvelles études théoriques sur les règles de somme. Un accord, raisonnablement précis, a pu ainsi être obtenu entre les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire et les nouveaux modèles théoriques, qui relient, essentiellement, la valeur calculée de K aux effets de la force tenseur et aux corrélations à 2 corps induites par cette force tenseur dans l'état fondamental des noyaux.

2) La façon dont la section efficace totale photonucléaire $\sigma(\mathrm{tot} : E_\gamma)$ varie avec l'énergie E_γ des photons a pu être obtenue expérimentalement avec une précision non encore atteinte, ce qui a suscité deux nouveaux perfectionnements théoriques au modèle d'absorption des photons par effet quasi deutéron.

A) Levinger a ainsi modifié son modèle initial d'absorption par effet quasi deutéron en introduisant un facteur d'amortissement expérimental $[\exp(-D/E_\gamma)]$ pour tenir compte d'un effet de blocage de Pauli d'autant plus important que l'énergie E_γ du photon absorbée est plus petite. Les résultats expérimentaux obtenus à Saclay ont ainsi pu être raisonnablement représentés par Levinger par son modèle "modifié" de l'effet quasi deutéron

$$\sigma(\text{tot} : E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \exp\left(-\frac{D}{E_\gamma}\right) \sigma_D(E_\gamma).$$

B) Par ailleurs, J.M. Laget a suggéré une modification théorique différente pour décrire l'absorption d'un photon d'énergie intermédiaire sur un quasi deutéron Les résultats expérimentaux, présentés dans ce travail, sont alors bien représentés si l'on ne considère que la partie d'échange $\sigma_D^{éch}(E_\gamma)$ dans la section efficace de photodésintégration du deutéron libre, d'où :

$$\sigma(\text{tot} : E_\gamma) = (11 \pm 2) \frac{NZ}{A} \sigma_D^{éch}(E_\gamma).$$

3) Enfin, la technique même utilisée pour obtenir la valeur expérimentale $\sigma(\text{tot}:E_\gamma)$ comme une somme des sections efficaces photonucléaires partielles correspondantes aux différentes multiplicités des photoneutrons émis, a permis de préciser les mécanismes de désexcitation d'un noyau lourd excité par l'absorption d'un photon de 30 à 140 MeV. On a ainsi pu évaluer le nombre moyen de neutrons et de protons rapides émis (ainsi que l'énergie moyenne emportée par ces nucléons rapides) pendant les étapes dites du prééquilibre. On a aussi pu évaluer la probabilité d'obtenir un noyau composé excité avec toute l'énergie E_γ du photon absorbé. Ces résultats ont déjà permis une évaluation sommaire du libre parcours moyen, dans le noyau, de nucléons de quelques dizaines de MeV. Ils devraient aussi servir de tests aux développements, actuellement en cours, des modèles de cascades intra-nucléaires.

Afin d'affiner encore les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les modèles théoriques, il serait utile et souhaitable, dans la mesure du possible, d'améliorer les points suivants :

1) Les résultats actuels des facteurs d'accélérations K pour les corps légers ($A \leqslant 40$) déterminés par le laboratoire de Mayence ont été mesurés en utilisant un accélérateur linéaire ayant un cycle utile de quelques 0,1 %. Le groupe de Mayence envisage, afin d'améliorer la statistique, de refaire ces mesures, lorsque le cycle utile sera passé à 100 %, avec les accélérateurs de la nouvelle génération.

2) Il n'y a pas actuellement de valeur mesurée du facteur d'accélération K pour les noyaux intermédiaires, dont les nombres de masse sont compris entre 40 et 120. Des mesures ont bien été entreprises à Saclay, sur la détermination des sections efficaces photoneutroniques du zirconium, mais la voie (γ,p), qui pour ces noyaux de masse intermédiaire n'est pas négligeable, n'a pas encore été étudiée systématiquement, ce qui entraîne évidemment que l'on ne peut évaluer K, actuellement, qu'à l'aide d'hypothèses ou de mesures trop partielles des voies (γ,p).

Il serait très intéressant, afin de connaître le comportement du facteur d'accélération K sur toute la plage des valeurs de A, d'étudier les noyaux de masse comprise entre 40 et 120 par l'étude des voies (γ,p), $(\gamma,2p)$, (γ,α)... de ces noyau afin de compléter les mesures photoneutroniques de Saclay.

3) Il serait également fondamental d'étudier systématiquement,en fonction du nombre de masse A,la voie (γ,np),par détection en coïncidence du neutron et du proton rapide émis après l'absorption d'un photon d'énergie intermédiaire que un quasi deutéron. Comme toutes les expériences en coïncidence, cette étude devrait être rendue possible par la nouvelle génération d'accélérateurs d'électrons de cycle utile 100 % et les faisceaux intenses de photons monochromatiques étiquetés prévus auprès de ces accélérateurs.

4) Enfin, pour préciser la comparaison entre les résultats expérimentaux et les divers modèles décrivant la désexcitation des noyaux, il serait indispensable de mesurer les spectres énergétiques des diverses particules émises, c'est-à-dire d'abord et,essentiellement,les spectres en énergie des photoneutrons dans le cas d'absorption de photons par les noyaux lourds.

Annexe A

ETUDE DE L'EFFICACITE ε_E DU DETECTEUR DE NEUTRONS EN FONCTION DE L'ENERGIE DES NEUTRONS

Le but de cette annexe est d'estimer l'efficacité ε_E du détecteur de neutrons, utilisé en salle de basse énergie (BE) de l'ALS 600, ceci pour des neutrons de grande énergie produits au centre du détecteur (voir Chapitre IV).

I. GENERALITE

La méthode idéale, pour la détermination de cette efficacité ε_E, est un calcul complet de Monte-Carlo dans lequel sont injectées toutes les informations sur le détecteur (forme, dimensions, composition chimique...), toutes les informations sur la protection entourant le détecteur (cette protection peut servir de réflecteur de neutrons), ainsi que les valeurs de toutes les sections efficaces et de toutes les distributions angulaires des réactions nucléaires pouvant se produire avec des neutrons dont l'énergie initiale peut atteindre environ 130 MeV (cas limite où un photon de 140 MeV communique toute son énergie à un seul neutron dont l'énergie de liaison est d'environ 10 MeV). D'autre part, les résultats de ce code de Monte-Carlo doivent être testés expérimentalement, au moins une fois, avec des mesures faites avec des neutrons monocinétiques, dont l'énergie est située environ au milieu de la plage énergétique possible, c'est-à-dire vers 50 MeV.

En pratique la réalisation du code de Monte-Carlo ci-dessus rencontre les problèmes suivants :

1) La géométrie du détecteur n'est pas sphérique, mais, néanmoins possède une symétrie cylindrique (cylindre entre deux troncs de cônes) ;

2) la protection du détecteur se présente sous la forme d'un parallélépipède rectangle dont les divers constituants (plomb, LiH, bois) n'ont pas nécessairement les mêmes épaisseurs sur les 6 faces : donc pas de symétrie ;

3) les sections efficaces et les distributions angulaires des réactions nucléaires avec des neutrons énergétiques sont mal connues ;

4) Il est très difficile d'obtenir, par exemple, des neutrons monocinétiques de 50 MeV, afin de tester expérimentalement la valeur de ε_E donnée par le code de Monte-Carlo.

Une possibilité éventuelle est d'étudier la photodésintégration du deutérium pour des photons monochromatiques d'environ 100 MeV : on obtient alors des neutrons quasi-monocinétiques d'environ 50 MeV. Malheureusement comme il a déjà été vu aux Chapitres II, III et IV, notre installation photoneutronique n'est opérationnelle que pour des corps moyens et lourds, ce qui rend la méthode proposée difficilement applicable.

En conséquence, l'idée d'écrire un tel programme pour calculer ε_E a été abandonnée ; par contre, un modèle très simple a été mis au point afin d'estimer cette efficacité, ceci avec une précision certainement équivalente compte tenu des remarques précédentes, au résultat qu'on aurait pu obtenir avec un calcul de Monte-Carlo.

II. PRESENTATION DU MODELE

Dans ce modèle, où les valeurs choisies et les hypothèses faites sont, autant que possible, systématiquement pessimistes afin d'obtenir une valeur "plancher" de l'efficacité du détecteur, nous faisons les suppositions suivantes :

- le détecteur est équivalent à une sphère parfaite de 35 cm de rayon. Compte tenu des diffusions possibles des neutrons dans ce détecteur nous considérons que le parcours moyen de ces neutrons pour s'échapper du scintillateur est d'environ 45 cm. D'autre part, si on admet $(CH_2)_n$ comme formule brute du scintillateur et une densité de 0,9 de celui-ci, les 45 cm correspondent à $n_c = 17{,}5 \ 10^{23}$ atomes par cm^2 pour le carbone, et $n_H = 35 \ 10^{23}$ atomes par cm^2 pour l'hydrogène ;

- la protection est équivalente à une protection sphérique de 14 cm d'épaisseur de plomb, soit à $n_{Pb} = 4{,}6 \ 10^{23}$ atomes de Pb par cm^2 ;

- toutes les sections efficaces élastiques (qui ne changent pas l'énergie des neutrons mais seulement leur direction) sont négligées, ceci aussi bien pour le détecteur que pour sa protection ;

- les diverses sections efficaces des réactions nucléaires, pouvant se produire avec des neutrons de haute énergie, sont prises dans les références [1] et [2] ;

- toutes les réactions nucléaires intervenant sont supposées isotropes ;

- l'angle solide moyen sous lequel est vu le détecteur d'un point quelconque de sa protection est d'environ $4\pi/3$;

- les diverses étapes du processus de détection des neutrons sont très schématisées et, à chaque étape, on ne considère que le nombre et l'énergie moyenne des neutrons. Lorsque cette énergie moyenne des neutrons est inférieure à 10 MeV, on prend la valeur de l'efficacité ε_E de détection des neutrons pour le système sans sa protection (Fig. 5, Chapitre IV).

Enfin, à titre d'exemple, nous ne considérons uniquement que les 2 cas de neutrons monoénergétiques de 50 MeV et de 20 MeV produits par une source ponctuelle située au centre du détecteur. Les deux paragraphes suivants traitent respectivement de l'estimation de l'efficacité ε_E du détecteur sans et avec sa protection.

III. ESTIMATION DE L'EFFICACITE ε_E DU DETECTEUR SANS SA PROTECTION

III.1. *Neutrons monoénergétiques de 50 MeV*

A) 1ère étape

On suppose qu'il y a au centre de la sphère une source ponctuelle de neutrons monocinétiques de 50 MeV. D'après la réf. [1], à cette énergie, les sections efficaces des réactions prépondérantes sont :

1) avec production de neutrons secondaires

sur le carbone
$\sigma(n,n'\gamma) \sim 45$ mb
$\sigma(n,2n) \sim 20$ mb
$\sigma(n,np) \sim 190$ mb
$\sigma(n,3\alpha n) \sim 55$ mb
} soit $\sigma_c \sim 310$ mb

sur l'hydrogène $\sigma_H = \sigma(n,n') \sim 180$ mb

2) sans production de neutron secondaire

sur le carbone $\sigma_{on} = \sigma(n,\alpha) \sim 20$ mb.

Ces neutrons doivent, pour s'échapper du détecteur, traverser 45 cm de scintillateur ce qui correspond, comme nous l'avons déjà dit, à :

$$n_c = 1{,}75 \ 10^{24} \text{ atomes de carbone par cm}^2$$

et à :

$$n_H = 3{,}5 \ 10^{24} \text{ atomes d'hydrogène par cm}^2$$

d'où :

$$n_c \sigma_c = 0{,}54$$
$$n_H \sigma_H = 0{,}63$$
$$n_c \sigma_{on} = 0{,}04$$

et

$$n\sigma = n_c \sigma_c + n_H \sigma_H + n_c \sigma_{on} = 1{,}21.$$

La probabilité d'interaction P_N des neutrons de 50 MeV, avec le scintillateur, avec production de neutrons secondaires est donnée par :

$$P_N = \frac{n_c \sigma_c + n_H \sigma_H}{n\sigma} (1 - e^{-n\sigma}) = 0,68 .$$

La probabilité d'interaction P_o sans production de neutrons, est donnée par :

$$P_o = \frac{n_c \sigma_{on}}{n\sigma} (1 - e^{-n\sigma}) = 0,02$$

tandis que la probabilité de transmission P_T est donnée par :

$$P_T = e^{-n\sigma} = 0,30.$$

Quelles sont les énergies moyennes de ces neutrons secondaires ?

Pour les réactions avec le carbone :

- *réaction (n,n'γ)* : l'énergie moyenne du photon de desexcitation, pour le carbone, est voisine de 9,3 MeV car l'énergie d'excitation du noyau, après émission d neutron n', est comprise entre 0 MeV et le seuil d'émission d'un neutron du ^{12}C, soit 18,7 MeV. L'énergie cinétique moyenne du neutron émis est alors d'environ $E_{n'\gamma} = 50-9,3 = 40,7$ MeV.

- *réaction (n,2n)* : le seuil d'émission d'un neutron du carbone 12 étant de 18,7 MeV, l'énergie cinétique moyenne des neutrons émis est alors de $E_{2n} = \frac{50 - 18,7}{2} \sim 15,7$ MeV.

- *réaction (n,np)* : le seuil d'émission d'un proton du carbone 12 étant de 16 MeV, si on suppose que, en moyenne, les énergies cinétiques du proton et du neutron sont égales, l'énergie cinétique du neutron est $E_{np} = \frac{50 - 16}{2} = 17$ MeV.

- *réaction (n,3αn)* : le seuil de la réaction (γ,3α) du carbone 12 étant de 7,3 MeV, si on fait l'hypothèse approximative que les 3 particules α et le neutron émis ont la même énergie cinétique, alors l'énergie cinétique moyenne du neutron est $E_{3\alpha n} = \frac{50 - 7,3}{4} = 10,7$ MeV.

Pour les réactions avec l'hydrogène : l'énergie étant supposée également répartie entre le neutron et le proton, on obtient pour l'énergie cinétique moyenne du neutron $E_{Hn} = \frac{50}{2} = 25$ MeV.

L'énergie cinétique moyenne E_n de tous les neutrons secondaires est alors donnée par : $\bar{E}_n = \frac{A}{B}$ avec

$$A = n_c \left[E_{n'\gamma} \sigma(n,n'\gamma) + E_{2n} \times 2 \times \sigma(n,2n) + E_{np} \sigma(n,np) \right.$$

$$\left. + E_{3\alpha n} \sigma(n,3\alpha n) \right] + n_H E_{Hn} \sigma(n,n')$$

et

$$B = n_c \left[\sigma(n,n'\gamma) + 2\sigma(n,2n) + \sigma(n,np) + \sigma(n,3\alpha n)\right] + n_H\, \sigma(n,n')$$

soit $\bar{E}_n$ = 22,1 MeV que l'on peut, pour simplifier les calculs, assimiler à $\bar{E}_n \simeq 20$ MeV.

En résumé, à la fin de la 1ère étape, pour 100 neutrons, d'énergie initiale 50 MeV, produits au centre du détecteur, il y a :

. 30 neutrons "primaires" qui s'échappent de la boule avec une énergie de 50 MeV,

. 70 neutrons "secondaires" produits à l'intérieur du scintillateur et ayant une énergie cinétique moyenne de 20 MeV (ceci en tenant compte du fait que la réaction n,2n donne deux neutrons secondaires),

. 2 neutrons initiaux ont été capturés par le carbone par réaction (n,α).

B) 2ème étape

Qu'arrive-t-il à ces 70 neutrons secondaires de 20 MeV produits à l'intérieur de la boule ?

En première approximation, nous supposons que :

- la répartition des sources de ces neutrons secondaires, dans le scintillateur, est uniforme ;

- la distance moyenne d'un point du scintillateur à un point quelconque de la surface de la sphère est alors assimilée à environ R = 35 cm soit, en tenant compte des diffusions élastiques, une distance effective, estimée comme précédemment, égale à 45 cm.

D'autre part, pour des neutrons de 20 MeV, toujours d'après la réf. [1], les sections efficaces de réaction (n,X) prépondérantes sont :

1) avec production de neutrons secondaires

sur le carbone $\left.\begin{array}{l}\sigma(n,n'\gamma) = 130 \text{ mb} \\ \sigma(n,pn) = 50 \text{ mb} \\ \sigma(n,3\alpha n) = 280 \text{ mb}\end{array}\right\}$ soit $\sigma_c = 460$ mb

sur l'hydrogène $\sigma_H = \sigma(n,n') = 500$ mb.

2) sans production de neutron secondaire

sur le carbone $\sigma_{on} = \sigma(n,\alpha) = 20$ mb

d'où

$$n_c \sigma_c = 0,81$$
$$n_H \sigma_H = 1,75$$
$$n_c \sigma_{on} = 0,04$$

soit

$$n\sigma = 2,60.$$

De la même façon que dans la 1ère étape, on trouve que la probabilité de transmission P_T est donnée par :

$$P_T = e^{-n\sigma} = 0,07$$

la probabilité de réaction P_N, avec production de neutrons tertiaires, est :

$$P_N = \frac{n_c \sigma_c + n_H \sigma_H}{n\sigma} (1-e^{-n\sigma}) = 0,91$$

la probabilité de réaction P_o, sans production de neutron, est :

$$P_o = \frac{n_c \sigma_{on}}{n\sigma} (1-e^{-n\sigma}) = 0,02.$$

Quelles sont les énergies moyennes de ces neutrons tertiaires ?

Pour les réactions avec le carbone :

- *réaction (n,n'γ)* : on peut considérer que, comme précédemment, l'énergie moyenne des photons est de 9,3 MeV, d'où l'énergie moyenne des neutrons est $E_{n'\gamma} = 20-9,3 = 10,7$ MeV.

- *réaction (n,pn)* : avec les mêmes hypothèses que précédemment on trouve que l'énergie moyenne du neutron est $E_{pn} = \frac{20-16}{2} = 2$ MeV.

- *réaction (n,3αn)* : d'une manière analogue, on trouve que l'énergie moyenne des neutrons est : $E_{3\alpha n} = \frac{20-7,3}{3} = 4,2$ MeV.

Pour la réaction avec l'hydrogène, l'énergie étant également répartie entre le neutron et le proton, on obtient, pour l'énergie cinétique moyenne du neutron : $E_{Hn} = 20/2 = 10$ MeV.

L'énergie cinétique moyenne de tous les neutrons tertiaires est alors donnée par : $\bar{E}_n = A/B$ avec

$$A = n_c \left[E_{n'\gamma}\, \sigma(n,n'\gamma) + E_{np}\, \sigma(n,np) + E_{3\alpha n}\, \sigma(n,3\alpha n)\right] + n_H\, E_{Hn}\, \sigma(n,n')$$

et

$$B = n_c \left[\sigma(n,n'\gamma) + \sigma(n,np) + \sigma(n,3\alpha n)\right] + n_H\, \sigma(n,n')$$

soit $\bar{E}_n = 8,7$ MeV.

On peut, par conséquent, considérer que pour des neutrons secondaires de 20 MeV produits dans le scintillateur, il y a :

- 7 % des neutrons secondaires qui s'échappent de la sphère avec une énergie de 20 MeV,
- 91 % des neutrons secondaires qui donnent des neutrons tertiaires d'énergie moyenne 8,7 MeV,
- 2 % des neutrons secondaires qui donnent des réactions nucléaires (n,α) sans production de neutrons.

Si on revient aux 100 neutrons initiaux de 50 MeV produits au centre du détecteur, on trouve la répartition suivante :

- 30 neutrons s'échappent de la boule avec une énergie moyenne de 50 MeV,
- 5 neutrons (70 × 0,07) s'échappent de la boule avec une énergie moyenne de 20 MeV,
- 64 neutrons (70 × 0,91) d'énergie moyenne de 8,7 MeV sont encore dans le détecteur.

C) 3ème étape

Qu'arrive-t-il à ces 64 neutrons tertiaires de 8,7 MeV produits à l'intérieur du scintillateur ?

Avec les mêmes approximations que pour les neutrons secondaires, on peut considérer que ces neutrons sont produits au centre du détecteur par une cible ponctuelle.

D'autre part, compte tenu que l'énergie moyenne de ces neutrons est inférieure à 10 MeV, il est possible d'utiliser la figure 5 du Chapitre IV donnant l'efficacité de notre détecteur supposé sans blindage : on trouve ainsi une efficacité ε_E de 69 % pour des neutrons de 8,7 MeV.

Ceci signifie que 64 × 0,69 = 44 neutrons sont capturés par le gadolinium contenu dans le scintillateur.

Qu'arrive-t-il aux 20 neutrons (31 %) non détectés ?

D'après la référence [1], pour des neutrons de 8,7 MeV, la réaction de loin la plus prépondérante est la réaction sur l'hydrogène avec $\sigma_{Hn} \sim 1100$ mb, d'où la transmission du scintillateur pour ces neutrons est :

$$P_T = e^{-n_H \cdot \sigma_{Hn}} \simeq 2\ \% .$$

Afin de calculer l'énergie moyenne des 31 % des neutrons s'échappant de la boule,

considérons le petit modèle suivant : soit n couches de scintillateur , dans lesquelles, pour chaque couche,la probabilité d'interaction avec l'hydrogène,pour les neutrons considérés de 8,7 MeV,est de 1/2 ; dans ces conditions la probabilité globale de transmission pour ces n couches pour les neutrons considérés est de $(1/2)^n$. Si on assimile alors notre détecteur à ce petit modèle, le nombre n de couches doit être tel que $T = e^{-n_H \sigma} Hn = (\frac{1}{2})^n$,ce qui entraîne n = 5,5 .

Supposons donc que n = 5 ou 6,et,calculons l'énergie moyenne des 31 % des neutrons les moins ralentis par les n couches du scintillateur (en utilisant le fait qu'à chaque interaction, en moyenne, l'énergie cinétique des neutrons est divisée par 2): ces neutrons sont assimilés aux 31 % des neutrons d'énergie initiale 8,7 MeV, s'échappant du détecteur.

La table 1 donne, pour un nombre de couches égal à 5 et à 6, en fonction du nombre d'interactions, la probabilité du nombre d'interactions des neutrons avec le scintillateur et l'énergie des neutrons correspondants, ceci en supposant qu'on puisse, en première approximation, appliquer la loi binomiale $(p+q)^n$ avec p = q = 1/2, ceci pour les n couches du scintillateur.

Table 1

Probabilité du nombre d'interactions des neutrons d'énergie initiale 8,7 MeV et énergie finale de ces neutrons en fonction du nombre d'interactions pour le modèle à n couches, avec ici n = 5 et 6 (voir texte).

nombre de couches = 5			nombre de couches = 6		
nombre d'interactions	probabilité du nombre d'interactions	énergie des neutrons (MeV)	nombre d'interactions	probabilité du nombre d'interactions	énergie des neutrons (MeV)
0	1/32	8,7	0	1/64	8,7
1	5/32	4,35	1	6/64	4,35
2	10/32	2,175	2	15/64	2,175
3	10/32	1,0875	3	20/64	1,0875
4	5/32	0,54375	4	15/64	0,54375
5	1/32	0,271875	5	6/64	0,271875
			6	1/64	0,1359375

L'énergie moyenne des 31 % des neutrons les plus énergiques est donnée d'après la Table 1, dans le cas n = 5,par

$$\bar{E}_n = [(1/32) \times 8,7 + (5/32) \times 4,35 + (0,31-1/32-5/32) \times 2,175]/0,31 = 3,93 \text{ MeV}$$

dans le cas n = 6

$$\bar{E}_n = [(1/64) \times 8,7 + (6/64) \times 4,35 + (0,31-1/64-6/64) \times 2,175]/0,31 = 3,16 \text{ MeV.}$$

Comme nous devons avoir n = 5,5 on admet que l'énergie moyenne des 31 % des neutrons s'échappant du détecteur est :

$$\bar{E}_n = \frac{3,93 + 3,16}{2} \sim 3,5 \text{ MeV.}$$

En conséquence, sur les 64 neutrons tertiaires de 8,7 MeV supposés émis au centre du détecteur

- 44 neutrons (soit 69 %) sont définitivement capturés par le gadolinium du scintillateur
- 20 (soit 31 %) s'échappent de la sphère avec une énergie moyenne de 3,5 MeV.

Si on revient aux 100 neutrons initiaux, émis au centre du détecteur avec une énergie cinétique moyenne de 50 MeV, on trouve la répartition finale suivante :

. 44 neutrons sont capturés par le scintillateur
. 30 neutrons s'échappent avec une énergie cinétique moyenne de 50 MeV
. 5 neutrons s'échappent avec une énergie de 20 MeV
. 20 neutrons s'échappent avec une énergie de 3,5 MeV.

D) Valeur de l'efficacité ε_E

Les impulsions lumineuses vues par les photomultiplicateurs du détecteur peuvent être classées en plusieurs catégories :

1) impulsions dues aux photons provenant de la diffusion des photons sur la cible à étudier ou provenant des réactions (n,n'γ) ;

2) impulsions dues aux protons provenant des réactions (n,np) ;

3) impulsions dues aux particules alphas provenant des réactions (n,3αn) et (n,α) ;

4) impulsions dues à la capture des neutrons lents par le gadolinium.

Les impulsions des types 1), 2), 3) peuvent être considérées comme simultanées avec le faisceau de positons de l'accélérateur et sont, par conséquent, discriminées par le décalage de 0,6 µs de la porte de comptage, qui n'est alors susceptible de compter que les impulsions du type 4).

L'efficacité ε_E du détecteur, supposé sans protection pour des neutrons émis au centre de la sphère avec une énergie cinétique de 50 MeV est donc, dans ces conditions, voisine de 44 %

$$\varepsilon_{E = 50 \text{ MeV}} = 44 \text{ %.}$$

III.2. *Neutrons monoénergétiques de 20 MeV*

Ce cas a été traité au cours de l'exemple précédent. Ainsi, on a trouvé que, sur 100 neutrons de 20 MeV, émis au centre de la sphère, il y a :

- 91 neutrons initiaux,qui interagissent avec le scintillateur et donnent des neutrons de 8,7 MeV ;
- 7 neutrons initiaux,qui s'échappent du détecteur avec une énergie de 20 MeV ;
- 2 neutrons initiaux, qui donnent des réactions (n,α) et qui sont donc "perdus" pour le comptage des événements.

D'autre part, sur les 91 neutrons de 8,7 MeV :

- 63 neutrons (69 %) sont capturés par le gadolinium,
- 28 neutrons (31 %) s'échappent de la sphère avec une énergie moyenne de 3,5 MeV.

Donc, globalement, sur les 100 neutrons initiaux de 20 MeV :

- 63 sont capturés par le gadolinium,
- 7 s'échappent avec une énergie de 20 MeV,
- 28 s'échappent avec une énergie de 3,5 MeV,
- 2 donnent des réactions (n,α).

L'efficacité de notre détecteur, sans sa protection, pour des neutrons de 20 MeV, émis au centre de la sphère, est en conséquence voisine de 63 %.

$$\varepsilon_{E = 20\ MeV} = 63\ \%.$$

III.3. *Efficacité ε_E du détecteur sans sa protection*

Pour déterminer cette efficacité ε_E nous possédons trois informations :

. la courbe de ε_E calculée par Monte-Carlo pour des neutrons d'énergie inférieure à 10 MeV (voir Fig. 5 du chapitre IV),

. les 2 approximations précédentes (ε_E = 44 % si E_n = 50 MeV et ε_E = 63 % si E_n = 20 MeV).

A partir de ces informations, on peut estimer le comportement de ε_E, du détecteur de photoneutrons sans sa protection, pour des neutrons dont l'énergie est inférieure ou égale à 70 MeV. Ce comportement est représenté fig. 1 par la courbe en tireté.

Le paragraphe suivant est consacré à l'influence de la protection entourant la sphère sur les familles de neutrons s'échappant de celle-ci et, par conséquent, sur l'efficacité ε_E du détecteur.

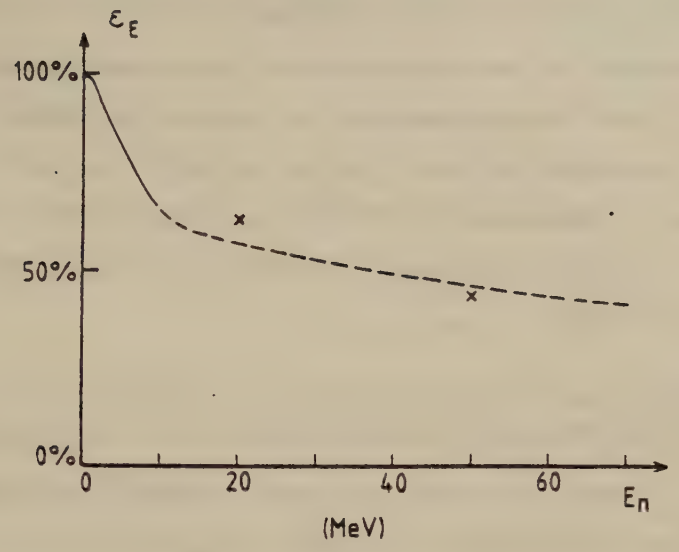


Fig. 1 : *Efficacité ε_E du détecteur de neutrons sans sa protection pour des neutrons d'énergie inférieure ou égale à 70 MeV. La courbe continue reprend les résultats de la fig. 5 du chapitre IV ; les croix représentent les estimations faites pour des neutrons monoénergétiques de 20 et 50 MeV. La courbe tiretée représente le comportement estimé de ε_E.*

IV. ESTIMATION DE L'EFFICACITE ε_E DU DETECTEUR AVEC SA PROTECTION

IV.1. *Cas des neutrons monoénergétiques de 50 MeV émis au centre du détecteur*

Dans le paragraphe précédent nous avons vu que pour 100 neutrons de 50 MeV provenant du centre du détecteur, on a 30 neutrons de 50 MeV, 5 neutrons de 20 MeV et 20 neutrons de 3,5 MeV qui s'échappent de la sphère et sont incidents sur la protection du détecteur que nous assimilons, comme déjà expliqué au paragraphe II, à 14 cm de plomb, soit $n_{Pb} = 0,46 \ \ 10^{24}$ atomes/cm^2.

1) Cas des 30 neutrons de 50 MeV

Pour des neutrons de 50 MeV la section efficace non élastique du plomb est $\sigma_{n.e} = 2,6$ barns [2] ; la transmission de ces neutrons pour 14 cm de plomb est donc :

$$P_T = e^{-n_{Pb}\,\sigma_{ne}} = 0,3 \ .$$

Il y a donc 30 × 0,3 = 9 neutrons de 50 MeV qui traversent la protection et 21 neutrons qui, eux, interagissent d'une manière inélastique avec cette protection de plomb.

L'énergie d'excitation du noyau composé, créé par des neutrons de 50 MeV, correspond à l'énergie d'excitation du noyau composé créé par des photons d'environ 58 MeV, ceci pour le plomb. De la courbe de multiplicité neutronique du plomb en fonction de l'énergie des photons (Annexe H et Chapitre VII), nous pou-

vons déduire que la multiplicité neutronique des réactions nucléaires due à des neutrons de 50 MeV incidents sur du plomb est voisine de 4,3.

L'énergie moyenne de ces 4,3 neutrons, en tenant compte de l'énergie de liaison des neutrons, de l'énergie moyenne du photon de désexcitation du noyau final ($\sim$ 4 MeV) et en supposant qu'il n'y a pas émission de particules autre que les neutrons, est alors voisine de 5 MeV. On peut donc dire que les 21 neutrons, interagissant avec le plomb, donnent 90 neutrons d'énergie moyenne 5 MeV, supposés distribués isotropiquement.

En se rappelant que l'angle solide sous lequel on voit le détecteur d'un point quelconque de la protection est environ $4\pi/3$ et, en supposant que ces neutrons de 5 MeV quittent la protection sans interagir de nouveau avec le plomb, on peut diviser ces 90 neutrons en trois familles (fig. 2)

- 45 neutrons qui s'éloignent du détecteur et sont définitivement perdus ;
- 45 neutrons qui vont vers le détecteur. Sur ces 45 derniers neutrons :
  30 rencontrent le détecteur,
  15 rencontrent de nouveau la protection.

On peut supposer, comme précédemment, que les 30 neutrons de 5 MeV incidents sur le détecteur ont en moyenne une distance égale au rayon de la sphère à traverser, ce qui revient à dire que l'on peut utiliser la figure 1 donnant l'efficacité ε du détecteur pour des neutrons monocinétiques émis au centre du détecteur : on trouve ainsi une efficacité de 82 % pour des neutrons de 5 MeV, c'est-à-dire que 25 neutrons sont capturés par le gadolinium du scintillateur et que 5 neutrons s'échappent de la sphère, avec une énergie qui par un raisonnement analogue au paragraphe III, peut être montrée égale à environ 3 MeV.

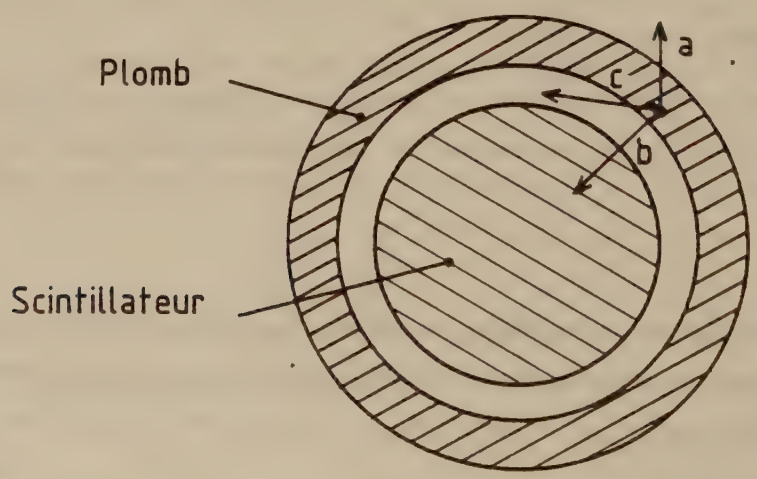


Fig. 2 : *Neutrons secondaires produits par réaction nucléaire dans la protection de plomb. Les neutrons secondaires de type a) s'éloignent du détecteur, les neutrons de type b) rencontrent le scintillateur, les neutrons du type c) sont incidents de nouveau sur la protection de plomb.*

A ce niveau du calcul, si on fait le bilan pour les 100 neutrons initiaux de 50 MeV, on obtient 44 + 25 = 69 neutrons détectés avec en plus divers neutrons incidents sur la protection, soit : 5 neutrons de 20 MeV
20 neutrons de 3,5 MeV
15 neutrons de 5 MeV
5 neutrons de 3 MeV

ce qu'on peut assimiler à : 5 neutrons de 20 MeV
40 neutrons de 4 MeV.

Nous allons maintenant considérer le cas des 5 neutrons de 20 MeV.

2) Cas des 5 neutrons de 20 MeV

Pour des neutrons de 20 MeV la section efficace non élastique $\sigma_{n.e}$ du plomb est d'environ 2,6 barns [2] ; la transmission est donc de 0,3 ce qui entraîne qu'en moyenne 1,5 neutrons (30 %) traversent la protection de plomb sans interaction et 3,5 neutrons (70 %) donnent des réactions nucléaires dont la multiplicité neutronique moyenne et dont l'énergie cinétique moyenne des neutrons émis, déterminée comme précédemment, sont respectivement de 2,7 et de 1 MeV.

Il y a donc production d'environ 9 neutrons de 1 MeV, qui, avec les mêmes hypothèses que précédemment, se divisent en 3 familles :

4,5 neutrons qui s'éloignent du détecteur
3 neutrons incidents sur le détecteur
1,5 neutrons incidents sur la protection de plomb.

Les 3 neutrons de 1 MeV incident sur le détecteur sont "vus" avec une efficacité ε_E de, approximativement, 100 %. D'où le bilan global à ce niveau du calcul et, pour les 100 neutrons initiaux de 50 MeV émis au centre du détecteur :

- 69 + 3 = 72 neutrons détectés
- 40 neutrons de 4 MeV
- 1,5 neutrons de 1 MeV

soit approximativement 41 neutrons de 4 MeV incidents sur la protection du plomb.

3) Cas des 41 neutrons de 4 MeV

Pour des neutrons de 4 MeV la section efficace non élastique (réaction n,n'γ) sur le plomb est de 1,8 barns. Dans ces conditions la transmission de la protection pour ces neutrons est : $P_T = e^{-n_{Pb}\,\sigma_{n.e.}} = 0,44$.

Ceci signifie que 41 × 0,44 = 18 neutrons traversent la protection sans aucune interaction et que 23 neutrons donnent des réactions (n,n'γ) qu'on suppose

[3] isotropes.Il est d'autre part raisonnable d'admettre, que, pour des neutrons d'environ 4 MeV, en moyenne, l'énergie du neutron n' et l'énergie du photon sont égales,d'où $E_{n'} \sim 2$ MeV.

Comme précédemment, on peut diviser ces 23 neutrons de 2 MeV en 3 familles :

12 neutrons qui s'éloignent du détecteur
8 neutrons incidents sur le détecteur
3 neutrons incidents sur la protection de plomb.

Les 8 neutrons de 2 MeV incidents sur le détecteur, avec les mêmes approximations que précédemment, sont "vus" avec une efficacité de 93 % (fig. 1) : 7 neutrons sont donc capturés par le gadolinium du scintillateur, tandis qu'un neutron s'échappe du détecteur avec une énergie d'environ 1 MeV.

Enfin les 3 neutrons de 2 MeV et le neutron de 1 MeV incident sur le plomb subissent des diffusions élastiques dirigées vers l'avant et,par conséquent,traversent la protection. D'où le bilan final : pour 100 neutrons de 50 MeV introduits au centre de la sphère, on détecte 72 + 7 = 79 neutrons.

Nous allons maintenant considérer la répartition de ces 79 neutrons parmi les échelles de comptage neutroniques E_i de multiplicité i.

4) Répartition des 79 neutrons détectés parmi les échelles de comptage E_i de multiplicité neutronique i

Les 79 neutrons détectés se répartissent en 4 familles :

- 44 provenant de la capture des neutrons par le scintillateur sans sa protection qui sont comptés dans l'échelle de multiplicité 1 ;

- 25 + 3,5 = 28,5 provenant de 21 interactions (de multiplicité moyenne 4,3) de neutrons de 50 MeV avec le plomb de la protection ;

- 3 provenant de 3,5 interactions (de multiplicité moyenne 2,7) de neutrons de 20 MeV avec le plomb de la protection ;

- 3,5 provenant des interactions (de multiplicité 1) de neutrons de 3,5 MeV avec le plomb de la protection ; ces 3,5 neutrons sont comptés évidemment dans l'échelle 1.

Les 21 interactions de multiplicité moyenne 4,3 donnent 90 neutrons dont 28,5 sont détectés ; la probabilité de détection est donc p = 28,5/90 et celle de non détection est q = 61,5/90. Si on suppose que la multiplicité moyenne est ν = 4 ou 5, il est aisé de calculer par la loi binominale $(p+q)^{\nu}$ la répartition

des 28,5 neutrons dans les échelles de multiplicité neutronique i. Par interpolation linéaire entre les 2 cas précédents, on trouve que la répartition des 28,5 neutrons détectés provenant des 21 interactions de multiplicité 4,3 est donnée par :

$$E_1 = 8,3$$
$$E_2 = 6,2$$
$$E_3 = 2,2$$
$$E_4 = 0,3 .$$

(On retrouve bien ainsi $\sum_i i\, E_i = 28,5$ neutrons).

Les 3,5 interactions de multiplicité moyenne 2,7 donnent 9 neutrons dont 3 sont détectés ; la probabilité de détection est donc p = 1/3 et celle de non détection q = 2/3 ; d'une manière analogue au cas précédent, on trouve que ces 3 neutrons détectés se répartissent dans les échelles E_i comme suit :

$$E_1 = 1,6$$
$$E_2 = 0,7$$

(d'où $\sum_i i\, N_i = 3$).

Globalement le contenu des échelles E_i de multiplicité neutroniques i est donc :

$$E_1 = 44 + 8,3 + 1,6 + 3,5 = 57,4$$
$$E_2 = 6,2 + 0,7 = 6,9$$
$$E_3 = 2,2$$
$$E_4 = 0,3 .$$

De ceci on peut conclure que pour 100 neutrons (supposés évidemment non simultanés, de multiplicité 1), de 50 MeV, émis au centre du détecteur de neutrons,

- on mesure : $\sum_i i\, E_i = 79$ neutrons
- on détecte, soit directement, soit indirectement : $\sum_i E_i = 66,8$ événements neutrons initiaux
- on mesure : $E_1 = 57,4$ événements avec la bonne multiplicité 1.

IV.2. *Cas des neutrons monoénergétiques de 20 MeV émis au centre du détecteur*

Nous avons déjà vu que sur 100 neutrons de 20 MeV émis au centre du détecteur :
- 63 ne sortent pas de la sphère et sont capturés par le gadolinium ; ils sont donc comptés dans l'échelle 1 ;

- 7 s'échappent de la sphère avec une énergie de 20 MeV et interagissent avec le plomb de la protection : il y a alors 7 × 70 % = 4,9 interactions de multiplicité neutronique moyenne 2,7 ce qui correspond à 13,2 neutrons dont 1/3, soit 4,4 sont finalement capturés par le détecteur ;

- 28 s'échappent de la sphère avec une énergie de 3,5 MeV et interagissent avec le plomb de la protection pour donner 15,7 interactions de multiplicité 1 (soit évidemment 15,7 neutrons) dont on détecte 4,7 neutrons, qui sont comptés dans l'échelle E_1.

Comme précédemment, il est possible de déterminer la répartition des 4,4 neutrons provenant de 4,9 interactions de multiplicité 2,7 dans les échelles E_i ; ce qui donne :

$$E_1 = 2,4$$

$$E_2 = 1,0 .$$

Globalement le contenu des échelles E_i est donc :

$$E_1 = 63 + 2,4 + 4,7 = 70,1$$

$$E_2 = 1,0 .$$

De ceci on peut conclure que si on considère 100 événements photonucléaires $(\gamma,1n)$ se produisant dans 100 portes de comptage différentes, et émettant chacun un seul neutron de 20 MeV au centre du détecteur

- on mesure $\sum_i i\, E_i = 72,1$ neutrons
- on détecte soit directement, soit indirectement $\sum_i E_i = 71,1$ événements neutroniques initiaux
- on mesure $E_1 = 70,1$ événements avec la bonne multiplicité 1.

IV.3. *Efficacité ε_E du détecteur avec sa protection*

Dans les conditions précédentes (100 portes de comptage différentes avec pour chaque porte de comptage 1 événement photonucléaire $(\gamma,1n)$ pour lequel l'énergie du neutron est bien fixée) on peut définir 3 efficacités de détections ε_E en considérant le contenu des différentes échelles E_i de comptage.

1) On appelle ε'_E le nombre de *neutrons détectés* (pour 100 neutrons monoénergétiques d'énergie E_n émis), quelle que soit l'origine (directe ou indirecte) de ces neutrons :

$$\varepsilon'_E = \sum_i i\, E_i .$$

On trouve par exemple

$$\varepsilon'_E = 72,1 \quad \text{si} \quad E_n = 20 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon'_E = 79 \quad \text{si} \quad E_n = 50 \text{ MeV}.$$

2) On appelle ε''_E le nombre des *événements* photonucléaires détectés (c'est-à-dire ayant donné lieu à la détection d'un ou plusieurs neutrons directs ou indirects) :

$$\varepsilon''_E = \sum_i E_i \ .$$

On trouve par exemple

$$\varepsilon''_E = 71,1 \quad \text{si} \quad E_n = 20 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon''_E = 66,8 \quad \text{si} \quad E_n = 50 \text{ MeV}.$$

3) On appelle enfin ε'''_E le nombre de neutrons initialement émis dans les 100 événements photonucléaires $(\gamma,1n)$ considérés, qui ont été détectés avec leur multiplicité réelle "1" :

$$\varepsilon'''_E = E_1 \ .$$

On trouve par exemple

$$\varepsilon'''_E = 70,1 \quad \text{si} \quad E_n = 20 \text{ MeV}$$

$$\varepsilon'''_E = 57,4 \quad \text{si} \quad E_n = 50 \text{ MeV}.$$

La figure 3 représente ces 3 efficacités ε'_E, ε''_E et ε'''_E pour $E_n = 20$ MeV et $E_n = 50$ MeV, ainsi que la courbe d'efficacité du détecteur sans sa protection (courbe en pointillés). Il a été également été représenté, l'estimation du comportement de ces 3 efficacités en fonction de l'énergie des neutrons.

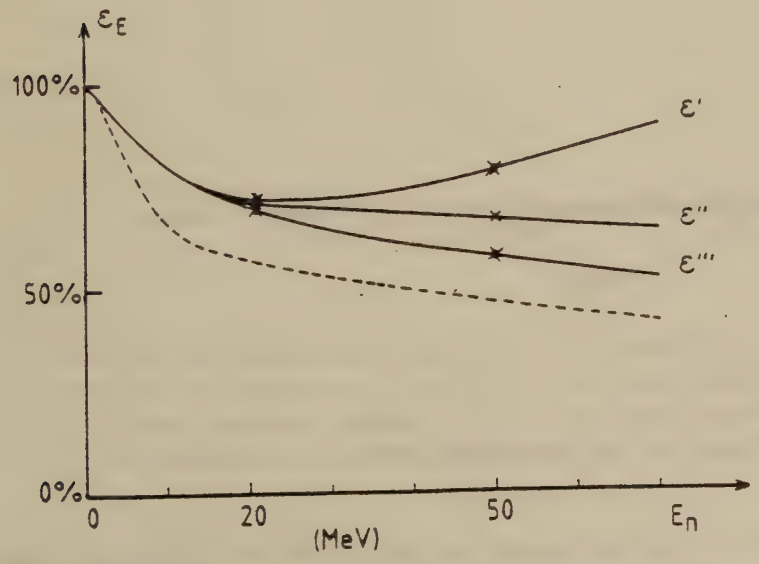


Fig. 3 : *Comportement des efficacités ε'_E, ε''_E et ε'''_E en fonction de l'énergie E_n des neutrons émis au centre du détecteur entouré de sa protection (voir texte). La courbe pointillée représente l'efficacité du détecteur sans sa protection (voir fig. 1 du présent annexe), les X sont les diverses valeurs calculées, les courbes sont les comportements estimés des 3 efficacités.*

Il est à remarquer, sur cette courbe, que jusqu'à des énergies de neutrons de 20 MeV, les 3 efficacités ε'_E, ε''_E, ε'''_E sont pratiquement confondues. D'autre part, la précision sur ces efficacités, compte tenu des diverses hypothèses faites, est estimée à -10 % +15 %, la dissymétrie étant due au choix des hypothèses volontairement pessimistes faites dans nos calculs de façon à obtenir une valeur plancher de ces efficacités.

On peut donc estimer que l'efficacité ε_E du détecteur avec sa protection est pour des neutrons de 20 MeV.

$$\varepsilon_E = 70\ \%\ \begin{matrix} +\ 15\ \% \\ -\ 10\ \% \end{matrix} .$$

La figure 4 représente le comportement estimé de l'efficacité ε_E, basé sur le comportement de ε''_E et sur la valeur de $\varepsilon'_E \sim \varepsilon''_E \sim \varepsilon'''_E \sim 70\ \%\ \begin{matrix} +15\ \% \\ -10\ \% \end{matrix}$ pour des neutrons de 20 MeV, ceci jusqu'à des énergies de neutrons de 50 MeV : c'est cette dernière courbe qui est choisie comme devant être représentative de la variation de l'efficacité ε_E de notre détecteur en fonction de l'énergie des neutrons.

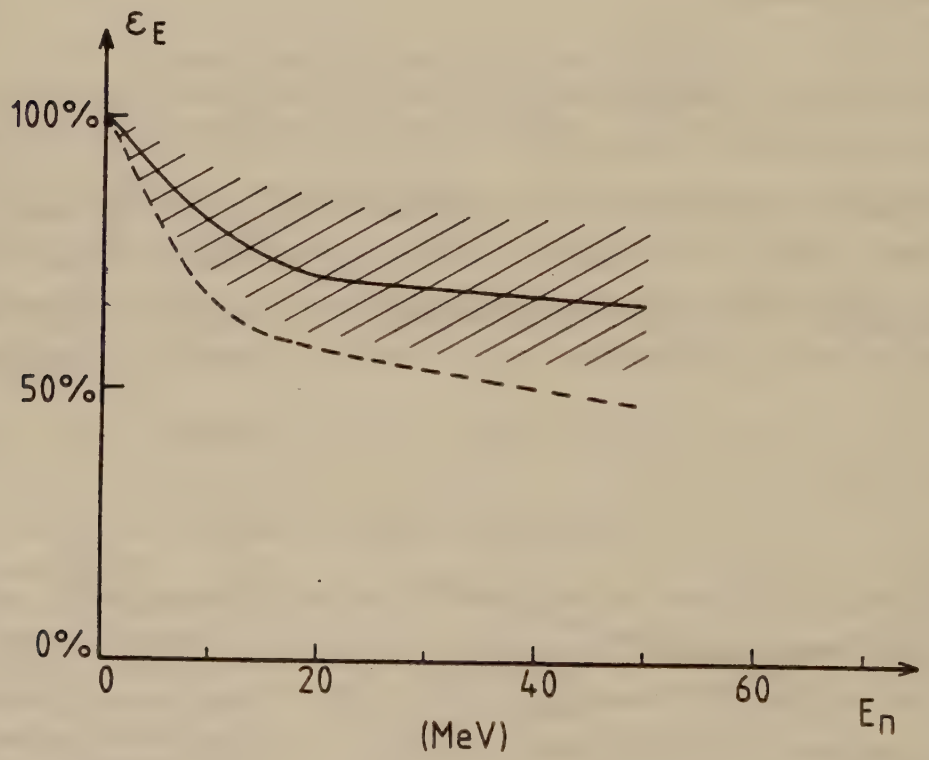


Fig. 4 : *Comportement de l'efficacité ε_E du détecteur avec sa protection en fonction de l'énergie des neutrons. La zone hachurée représente la zone d'incertitude de ε_E (la courbe tiretée est le comportement de l'efficacité du détecteur sans sa protection).*

Il est à remarquer, comme il sera développé au chapitre IV, que pour les réactions photonucléaires comprises entre 20 et 140 MeV :

- l'énergie moyenne des neutrons est faible,
- il y a très peu de neutrons rapides ;

ces deux points entraînent donc, que, dans notre cas expérimental, la distinction entre les efficacités ε'_E, ε''_E et ε'''_E n'intervient pas.

D'autre part, comme il est montré au Chapitre V, l'erreur due à la mauvaise connaissance de ε_E est négligeable devant les erreurs statistiques et devant les erreurs dues à la mauvaise connaissance du rapport d'affinité R entre les spectres de rayonnement de freinage de l'hydrure de lithium et du cuivre.

REFERENCES

[1] A. Del Guerra, N.I.M. 135 (1976) 337.
R.A. Cecil et al., N.I.M. 161 (1979) 439.

[2] M.D. Goldberg et al., Neutron cross sections, Volume IIC, BNL 325 (1966).

[3] M.D. Goldberg et al., Angular distributions in neutron induced reactions, Volume II, BNL 400 (1962).

Annexe B

INFLUENCE DE LA PROTECTION DU CAPTEUR DE FARADAY ET DE LA PROTECTION DU DETECTEUR SUR LES DIVERS BRUITS DE FOND

I. INTRODUCTION

Un des inconvénients majeurs de notre détecteur de neutrons est sa sensibilité aux divers bruits de fond (photons et neutrons parasites). Afin de pallier à ceci, le détecteur de neutrons ainsi que les diverses sources de bruits de fond, en particulier le capteur de Faraday, ont été entourés d'une importante protection. C'est ainsi que :

- le détecteur de neutrons est entouré,de l'intérieur vers l'extérieur,de 10 cm de plomb, 5 cm de FLi noyé dans de l'araldite et de 40 cm de bois ; le bois a pour rôle principal de ralentir suffisamment les neutrons ambiants (bruits de fond BF_0 et BFT) de façon à permettre au FLi de les capturer ; le plomb lui sert à"absorber"tous les photons ambiants (bruits de fond BF_0) ;

- l'ensemble des aimants zig-zag, de la cible d'annihilation, de l'aimant balai et du capteur de Faraday, est entouré d'un blindage de béton léger de 1 m à 1m 50 d'épaisseur ; de plus le capteur de Faraday possède une protection supplémentaire de 20 cm de bois, d'une feuille de cadmium et de 10 cm de plomb. Le but de cette annexe est d'étudier l'influence de ces protections sur les bruits de fond parasites BF_0 et BFT.

II. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DES PROTECTIONS SUR LES BRUITS DE FOND BF_0 ET BFT

II.1. Cas de BF_0

Le bruit de fond ambiant BF_0, composé de neutrons et de photons, a été trouvé égal, pour le détecteur "nu"(c'est-à-dire sans sa protection),à 38 coups pour 1000 portes de comptage, ceci pour une efficacité mesurée avec une source de neutrons de californium de 50 %. Ce bruit BF_0 , pour le détecteur avec sa protection complète, a été mesuré égal à 1,1 coups,toujours pour 1000 portes et toujours pour ε_{Cf} = 50 %. D'où un gain d'environ 35, pour ce type de bruit de fond.

Ce gain est dû essentiellement au plomb de la protection,en ce qui concerne les photons,et à l'ensemble bois + FLi en ce qui concerne les neutrons parasites.

II.2. Cas de BFT

Ce bruit de fond BFT est essentiellement constitué par les neutrons créés, dans le capteur de Faraday par le faisceau de positons de l'ALS et qui sont "vus" par le détecteur, ceci malgré les protections du détecteur et du capteur de Faraday. Il a été trouvé égal à $5\ 10^{-3}$ neutrons par porte de comptage pour les conditions suivantes : faisceau de 30 nA de positons de 40 MeV incident sur le capteur de Faraday.

Le capteur de Faraday [1] utilisé à l'ALS est constitué essentiellement par de l'aluminium et du carbone ; dans la suite nous supposons, pour simplifier le raisonnement, qu'il n'y a que de l'aluminium dans ce capteur.

D'après la figure 1, tirée de la référence [2], donnant le taux de production de neutrons pour des électrons ou des positons de diverses énergies incidentes sur divers matériaux, on obtient dans le cas d'un faisceau de positons de 40 MeV, de 30 nA (soit environ 1 watt), pulsé à 1000 périodes incident sur de l'aluminium, $3\ 10^{11}$ neutrons par sec. par kW soit $3\ 10^{8}$ neutrons par sec. ou $3\ 10^{5}$ neutrons par pulse accélérateur ; ces $3\ 10^{5}$ neutrons étant des neutrons d'évaporation, ont une énergie cinétique moyenne d'environ 2,5 MeV.

En conséquence, le facteur de réduction F du bruit de fond BFT, dû à la protection du détecteur, à la protection du capteur de Faraday et à l'angle solide sous lequel on voit le détecteur du capteur de Faraday, est :

$$F = \frac{\text{nombre de neutrons détectés (BFT) par impulsion}}{\text{nombre de neutrons émis, par impulsion, par le capteur de Faraday}} = \frac{5\ 10^{-3}}{3\ 10^{5}}$$

$$= 1{,}6\ 10^{-8} \sim 2\ 10^{-8}\ .$$

Nous allons dans le paragraphe suivant expliciter, par un petit modèle, l'origine de ce facteur de protection de $2\ 10^{-8}$.

III. ETUDE "THEORIQUE" DE L'INFLUENCE DES PROTECTIONS SUR LE BRUIT DE FOND BFT

Le paragraphe précédent a montré qu'il se forme environ $3\ 10^{5}$ neutrons de 2,5 MeV dans le capteur de Faraday, ceci à chaque impulsion de l'accélérateur.

Rappelons que la protection autour de ce capteur de Faraday est constituée par 20 cm de bois, du cadmium, 10 cm de plomb et par 1m 50 en moyenne de béton léger ; afin de simplifier les calculs, on suppose, dans ce qui suit, que cette protection est approximativement équivalente à une sphère de rayon un mètre d'eau,

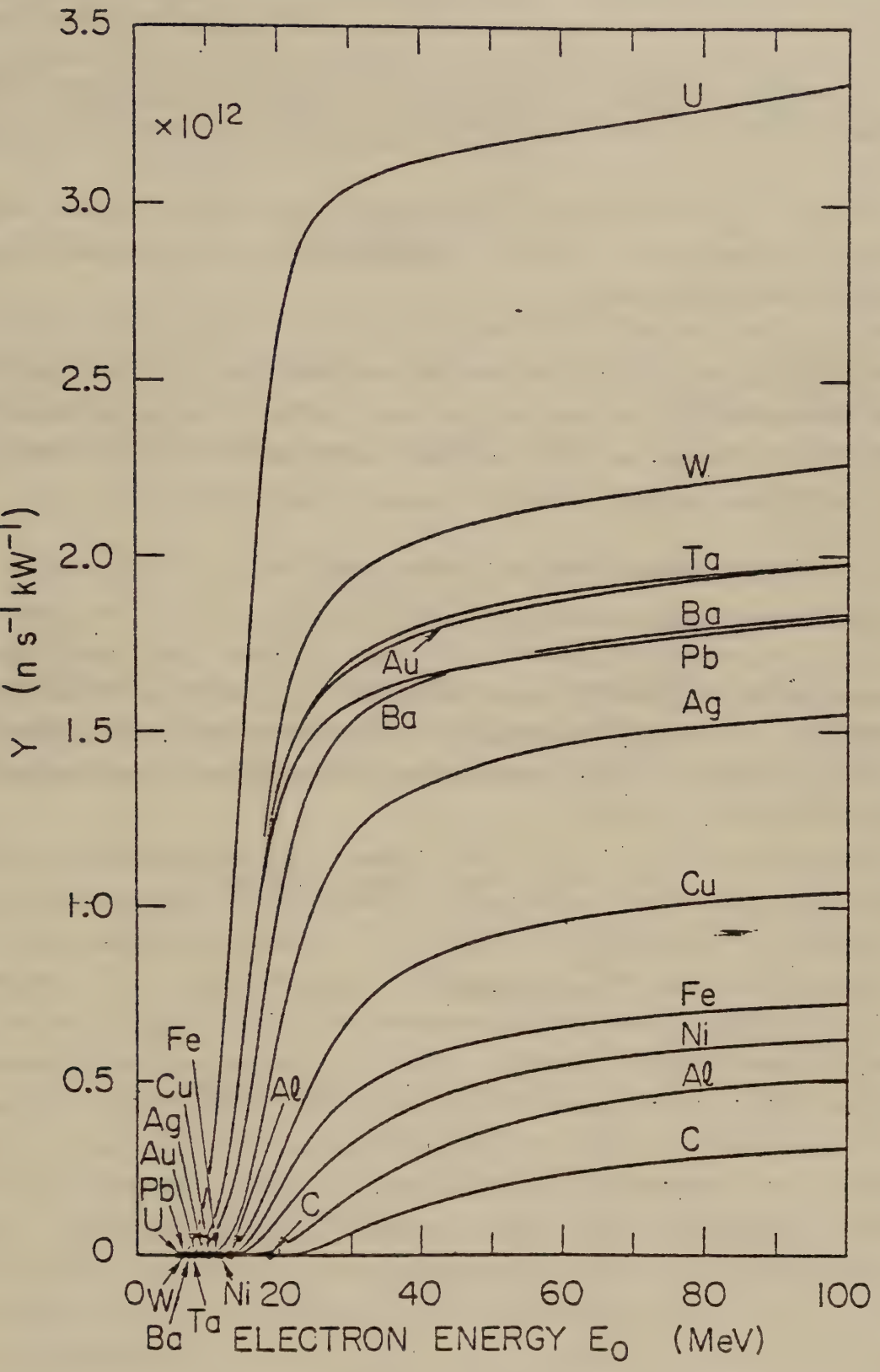


Fig. 1 : *Taux de production de neutrons, par seconde et par kW, pour un faisceau d'électrons incident sur divers matériaux* [2].

soit en ne considérant que l'hydrogène, à $n_H = 7\ 10^{24}$ atomes d'hydrogène par cm^2.

La section efficace de diffusion sur l'hydrogène de neutrons d'énergie moyenne 2,5 MeV est approximativement $\sigma_H = 2$ barns, d'où $n_H\ \sigma_H \approx 14$.

Or, si $n'\sigma_H = 0{,}69$ on a $e^{-n'\sigma_H} = 1/2$: c'est-à-dire que pour cette épaisseur n', 1 neutron sur 2 a subi une diffusion sur l'hydrogène, ce qui divise en moyenne son énergie par 2.

Il est possible, par conséquent, de considérer que $n_H\ \sigma_H = 14$ est constitué par 20 sous-ensembles $n'\sigma_H = 0{,}69$ tel que pour chacun de ces sous-ensembles la probabilité de diffusion est 1/2. Dans ces conditions on peut considérer que le nombre x de diffusions, subi par un neutron, suit une loi de Gauss ; d'où :

$$\text{valeur moyenne de } x = \bar{x} = 20 \times \frac{1}{2} = 10$$

$$\text{écart type de } x = \sigma = \sqrt{20 \times \frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{2}\right)} \approx 2 \ .$$

La figure 2 représente la distribution de ce nombre x de diffusions. Après, en moyenne, 10 de ces diffusions les $3\ 10^5$ neutrons émis avec l'énergie $E_n = 2{,}5$ MeV dans la coupe de Faraday émergent de la protection du capteur de Faraday avec une énergie E'_n tel que :

$$E'_n = E_n \times \frac{1}{2^{10}} \sim \frac{E_n}{1000} = 2{,}5 \text{ keV}.$$

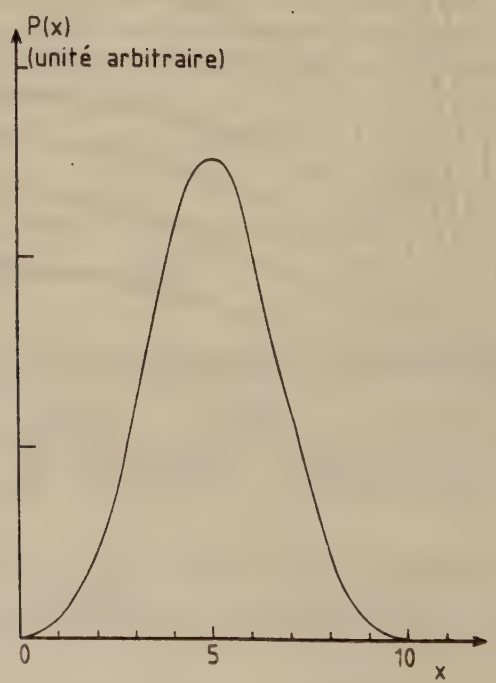


Fig. 2 : *Distribution du nombre x de diffusions pour des neutrons de 2,5 MeV traversant une épaisseur d'eau de 1 mètre.*

Qu'arrive-t-il à ces $3\ 10^5$ neutrons de 2,5 keV ?

Pour être détectés, il faut que ces neutrons soient capturés par le détecteur pendant le temps d'ouverture de la porte de comptage (soit 25 µs). Or la distance du détecteur à la coupe de Faraday est d'environ 10 mètres ce qui pour des neutrons de 2,5 keV correspond à un temps de

$$t = \frac{72\ \ell\ \text{(en mètres)}}{\sqrt{E\ \text{(en eV)}}} \approx 15\ \mu s.$$

En conséquence, la condition sur le temps entraîne que seuls les neutrons qui vont directement du capteur de Faraday au détecteur, ou ceux qui ont subi des diffusions telles que leur parcours réel est au maximum d'environ 20 mètres, peuvent être éventuellement capturés pendant la porte de comptage.

L'angle solide $d\Omega_1$ sous lequel on voit le détecteur du capteur de Faraday est environ égal à : $d\Omega_1 = \frac{\pi d^2}{4\ell^2} \sim 4{,}4\ 10^{-3}$ sr, qui en première approximation peut être doublé pour tenir compte des neutrons diffusés incidents sur le détecteur pendant la porte de 25 µs. L'angle solide total de détection $d\Omega$ est alors de $\sim 10^{-2}$ s ce qui implique que $3\ 10^3$ neutrons de 2,5 keV sont incidents sur la protection de la sphère ceci par pulse de l'accélérateur.

Ces neutrons rencontrent d'abord 20 cm de bois, ce qui correspond (en tenant compte d'un angle moyen d'incidence de 45° et d'une densité de 0,9) à environ $2\ 10^{24}$ atomes d'hydrogène par cm^2. Or la section efficace de l'hydrogène pour des neutrons de 1 keV est voisine de 20 barns [4] d'où comme précédemment on a : $n_H\ \sigma_H \sim 40$ soit $\frac{40}{0{,}69} \sim 60$ sous-ensembles de probabilité de diffusion 1/2, soit un nombre moyen de diffusion de $60 \times \frac{1}{2} = 30$. L'énergie des neutrons à la sortie du bois est alors de $\frac{2{,}5\ \text{keV}}{2^{30}} \simeq 10^{-6}$ eV. Les $3\ 10^3$ neutrons sont alors devenus thermiques et ont une distribution spatiale isotrope, ce qui signifie que $1{,}5\ 10^3$ neutrons s'éloignent du détecteur tandis que $1{,}5\ 10^3$ neutrons se dirigent vers lui, et rencontrent les 5 cm de FLi + araldite qui correspondent à environ $1{,}75\ 10^{23}$ moles/cm^2. Or pour des neutrons thermiques la section efficace de la réaction (n,α) pour le lithium est d'environ 70 barns d'où $n\sigma \sim 70 \times 0{,}175 \sim 12$ d'où une atténuation d'environ $e^{-12} = 5\ 10^{-6}$ du nombre de neutrons ; il reste donc $7\ 10^{-3}$ neutrons par pulse de l'accélérateur qui traversent les 20 cm de plomb, sont incidents sur le scintillateur et sont capturés par le gadolinium.

Le rapport d'atténuation F, (dû aux protections du détecteur et du capteur de Faraday et à l'angle solide), calculé pour les neutrons émis par le capteur de

Faraday, est donc de $\frac{7\ 10^{-3}}{3\ 10^{5}} \sim 2\ 10^{-8}$.

Le nombre de neutrons détectés est donc de :
$3\ 10^{5} \times 2\ 10^{-8} = 6\ 10^{-3}$ par impulsion d'accélérateur, ce qui est en excellent accord avec la mesure expérimentale qui est de $5\ 10^{-3}$ neutrons par impulsion.

IV.ROLES DE LA PROTECTION DU DETECTEUR DE NEUTRONS

Comme il a été déjà vu, en particulier dans l'Annexe A et dans la présente Annexe, le rôle de la protection du détecteur est multiple ; en particulier :

- le bois extérieur ralenti les neutrons de bruits de fond (BF_o et BFT) qui sont ensuite capturés par le FLi ;
- le plomb capture les photons constituants une partie du bruit de fond BF_o ;
- le plomb sert de réflecteur aux neutrons s'échappant du détecteur et,permet ainsi une augmentation de l'efficacité de détection du système.

Il est vraisemblable que ces effets peuvent être optimalisés en choisissant convenablement l'épaisseur et la nature des divers constituants de la protection du détecteur et du capteur de Faraday, ceci pourra être fait par un programme de Monte-Carlo lorsque les données nucléaires nécessaires seront suffisamment bien connues.

REFERENCES

[1] A. Veyssière, Rapport CEA, R 3276 (1967).

[2] W.P. Swanson, SLAC-PUB 2042, Nov. 1977.

[3] A. Del Guerra, N.I.M. 135 (1976) 337.

[4] J.R. Stehn, Neutron cross sections, Vol. 1, BNL 325 (May 1964).

Annexe C

EXPRESSIONS DE S_k ET DE $S^{(k)}$ EN FONCTION DE ε ET DES E_j

Pour calculer ces expressions nous déterminerons, d'abord, directement les expressions de $S^{(1)}$, $S^{(2)}$, $S^{(3)}$ et de $S^{(4)}$. De ces 4 expressions nous déduirons les formules probables de $S^{(k)}$ et de S_K. Enfin, nous démontrerons que ces formules sont effectivement valables quelle que soit la valeur de k.

1) Calcul direct de $S^{(1)}$, $S^{(2)}$, $S^{(3)}$ et de $S^{(4)}$ et expressions de $S^{(k)}$ et de S_k

Rappelons d'abord les relations liant les S_i et les E_j, soit :

$$E_1 = K_{11} S_1 + K_{12} S_2 + K_{13} S_3 + K_{14} S_4 + \ldots$$
$$E_2 = K_{22} S_2 + K_{23} S_3 + K_{24} S_4 + \ldots$$
$$E_3 = K_{33} S_3 + K_{34} S_4 + \ldots$$
$$E_4 = K_{44} S_4 + \ldots$$

et d'une manière plus générale

$$E_i = \sum_{j=1} C_j^i \varepsilon^i (1-\varepsilon)^{j-i} S_j$$

avec

$$K_{ij} = C_j^i \varepsilon^i (1-\varepsilon)^{j-i}$$

et

$$C_j^i = \frac{j!}{i!(j-i)!}$$

ce qui peut s'écrire en posant $1 - \varepsilon = \alpha$

$$E_1 = \varepsilon S_1 + 2\varepsilon \alpha S_2 + 3\varepsilon \alpha^2 S_3 + 4\varepsilon \alpha^3 S_4 + \ldots \quad (1)$$
$$E_2 = \varepsilon^2 S_2 + 3 \varepsilon^2 \alpha S_3 + 6 \varepsilon^2 \alpha^2 S_4 + \ldots \quad (2)$$
$$E_3 = \varepsilon^3 S_3 + 4 \varepsilon^3 \alpha S_4 + \ldots \quad (3)$$
$$E_4 = \varepsilon^4 S_4 + \ldots \quad (4)$$

On veut calculer

$$S^{(1)} = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + \ldots \quad (5)$$

De (1) on tire l'expression de S_1 que l'on reporte dans (5), d'où

$$S^{(1)} = \frac{E_1}{\varepsilon} + S_2\ (1-2\alpha) + S_3(1-3\alpha^2) + S_4(1-4\alpha^3) + \ldots \qquad (6)$$

de (2) on tire l'expression de S_2 que l'on reporte dans (6), d'où

$$S^{(1)} = \frac{E_1}{\varepsilon} + \frac{(1-2\alpha)}{\varepsilon^2} E_2 + (1-3\alpha+3\alpha^2)\ S_3 + (1-6\alpha^2+8\alpha^3)\ S_4 + \ldots \qquad (7)$$

de (3) on tire l'expression de S_3 que l'on reporte dans (7), d'où

$$S^{(1)} = \frac{E_1}{\varepsilon} + \frac{(1-2\alpha)}{\varepsilon^2} E_2 + \frac{(1-3\alpha+3\alpha^2)}{\varepsilon^3} E_3 + (1-4\alpha+6\alpha^2-4\alpha^3)\ S_4 + \ldots \qquad (8)$$

de (4) on tire l'expression de S_4 que l'on reporte dans (8), d'où

$$S^{(1)} = \frac{E_1}{\varepsilon} + \frac{(1-2\alpha)}{\varepsilon^2} E_2 + \frac{(1-3\alpha+3\alpha^2)}{\varepsilon^3} E_3 + \frac{(1-4\alpha+6\alpha^2-4\alpha^3)}{\varepsilon^4} E_4 + \ldots$$

ce qui peut encore s'écrire

$$S^{(1)} = \frac{E_1}{\varepsilon} + E_2 \left[1 - \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^2\right] + E_3 \left[1 - \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^3\right] + E_4 \left[1 - \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^4\right] + \ldots$$

ce qui suggère l'expression pour $S^{(1)}$

$$S^{(1)} = \sum_{i=1} \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^i} (\varepsilon-1)^i\right] E_i \ .$$

Un raisonnement analogue donnerait pour expression de $S^{(2)}$, $S^{(3)}$ et $S^{(4)}$

$$S^{(2)} = \sum_{i=2} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^i} \left[(\varepsilon-1)^i + i\ (\varepsilon-1)^{i-1}\right] \right\} E_i$$

$$S^{(3)} = \sum_{i=3} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^i} \left[(\varepsilon-1)^i + i\ (\varepsilon-1)^{i-1} + i\ \frac{(i-1)}{2}\ (\varepsilon-1)^{i-2}\right] \right\} E_i$$

$$S^{(4)} = \sum_{i=4} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^i} \left[(\varepsilon-1)^i + i(\varepsilon-1)^{i-1} + \frac{i(i-1)}{2}(\varepsilon-1)^{i-2} + \frac{i(i-1)(i-2)}{6}(\varepsilon-1)^{i-3}\right] \right\} E_i$$

Les expressions de $S^{(1)}$, $S^{(2)}$, $S^{(3)}$ et $S^{(4)}$ suggèrent que l'expression générale de $S^{(k)}$ est :

$$\boxed{S^{(k)} = \sum_{i=k} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^i} \left[\sum_{j=0}^{j=k-1} (\varepsilon-1)^{i-j}\ C_i^j\right] \right\} E_i} \qquad (9)$$

Enfin comme $S_k = S^{(k)} - S^{(k+1)}$, l'expression générale de S_k est :

$$\boxed{S_k = \sum_{i=k} \frac{1}{\varepsilon^i} (\varepsilon-1)^{i-k} C_i^k E_i} \qquad (10)$$

Nous allons maintenant démontrer la validité des expressions de $S^{(k)}$ et de S_k quel que soit k.

2) Etude de S_k

Calculons la valeur de l'expression A définie par :

$$A = \sum_{i=k} \frac{1}{\varepsilon^i} (\varepsilon-1)^{i-k} C_i^k E_i .$$

La relation reliant E_i au S_j peut s'écrire

$$E_i = \sum_{j=i} C_j^i \varepsilon^i (1-\varepsilon)^{j-i} S_j$$

d'où

$$A = \sum_{i=k} \left[\frac{1}{\varepsilon^i} (\varepsilon-1)^{i-k} C_i^k \sum_{j=i} C_j^i \varepsilon^i (1-\varepsilon)^{j-i} S_j \right]$$

avec

$$k \leq i \leq j$$

ce qui peut encore s'écrire

$$A = \sum_{j=k} \left\{ \sum_{i=k}^{i=j} \frac{1}{\varepsilon^i} (\varepsilon-1)^{i-k} C_i^k C_j^i \varepsilon^i (1-\varepsilon)^{j-i} \right\} S_j$$

soit

$$A = \sum_{j=k} \left\{ \sum_{i=k}^{i=j} (-1)^{i-k} (1-\varepsilon)^{j-k} \frac{j!}{k!(i-k)!(j-i)!} \right\} S_j$$

$$= \sum_{j=k} (1-\varepsilon)^{j-k} \frac{j!}{k!} \left\{ \sum_{i=k}^{i=j} (-1)^{i-k} \frac{1}{(i-k)!(j-i)!} \right\} S_j .$$

Posons

$$B = \sum_{i=k}^{i=j} (-1)^{i-k} \frac{1}{(i-k)!(j-i)!}$$

si $j = k$ $\quad B = 1.$

Si $j \neq k$, par le changement de variable $\ell = i - k$, l'expression de B devient :

$$B = \sum_{\ell=0}^{\ell=j-k} (-1)^{\ell} \frac{1}{\ell!(j-k-\ell)!} = \frac{1}{(j-k)!} \sum_{\ell=0}^{\ell=j-k} (-1)^{\ell} C_{j-k}^{\ell} = (1-1)^{j-k} = 0.$$

En conséquence, dans l'expression de A tous les termes sont nuls sauf dans le cas j=k, d'où

$$A = S_k$$

ce qui , par conséquent, prouve la validité de l'expression (10) donnant la valeur de S_k en fonction de E_i et de ε.

3) Etude de $S^{(k)}$

Par définition $S^{(k)} = \sum_{i=k} S_i$

soit

$$S^{(k)} = \sum_{i=k} \sum_{j=i} \frac{1}{\varepsilon^j} (\varepsilon-1)^{j-i} C_j^i E_j$$

avec

$$k \leq i \leq j$$

d'où

$$S^{(k)} = \sum_{j=k} \left\{ \sum_{i=k}^{i=j} \frac{1}{\varepsilon^j} (\varepsilon-1)^{j-i} C_j^i \right\} E_j$$

$$= \sum_{j=k} \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^j \left\{ \sum_{i=k}^{i=j} \frac{1}{(\varepsilon-1)^i} C_j^i \right\} E_j$$

$$= \sum_{j=k} \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^j \left\{ \sum_{i=o}^{i=j} \frac{1}{(\varepsilon-1)^i} C_j^i - \sum_{i=o}^{i=k-1} \frac{1}{(\varepsilon-1)^i} C_j^i \right\} E_j$$

or

$$\sum_{i=0}^{i=j} \frac{1}{(\varepsilon-1)^i} C_j^i = \left(1 + \frac{1}{\varepsilon-1}\right)^j = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}\right)^j$$

d'où

$$S^{(k)} = \sum_{j=k} \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^j \left\{ \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}\right)^j - \sum_{i=0}^{i=k-1} \frac{1}{(\varepsilon-1)^i} C_j^i \right\} E_j$$

soit

$$S^{(k)} = \sum_{j=k} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^j} \sum_{i=0}^{i=k-1} (\varepsilon-1)^{j-i} C_j^i \right\} E_j$$

qui est bien la formule (9).

Les expressions de S_k et de $S^{(k)}$ en fonction de ε et des E_i sont donc :

$$S_k = \sum_{i=k} \left\{ \frac{1}{\varepsilon^i} (\varepsilon-1)^{i-k} C_i^k \right\} E_i$$

$$S^{(k)} = \sum_{i=k} \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^i} \left[\sum_{j=0}^{j=k-1} (\varepsilon-1)^{i-j} C_i^j \right] \right\} E_i$$

Annexe D

CALCUL DE L'ATTENUATION DES PHOTONS

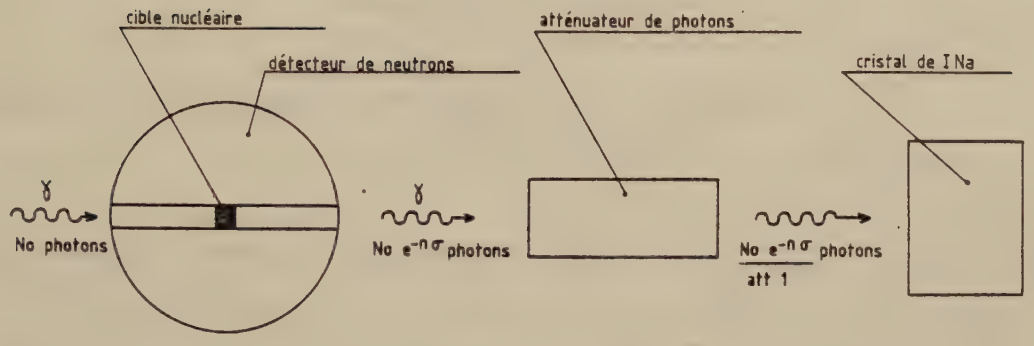


Fig. 1 : *Installation photonucléaire de la salle de basse énergie de l'ALS 600.*

La figure 1 représente très schématiquement notre installation : soit N_o photons monochromatiques incidents sur la cible nucléaire à étudier ; si n est l'épaisseur de cette cible en g/cm^2, si σ est la section efficace totale (en cm^2/g) d'interaction des photons avec cette cible, $N_o\ e^{-n\sigma}$ photons traversent la cible nucléaire. Si att1 désigne le coefficient d'atténuation de l'atténuateur de photons à l'énergie considérée, $N_o\ e^{-n\sigma}/att1$ photons sont alors incidents sur le cristal de INa et sont comptés par celui-ci ; soit :

$$N = N_o\ e^{-n\sigma}/att1.$$

Calculons maintenant le nombre moyen $\bar{N}$ de photons traversant la cible nucléaire (fig. 2). **Ce nombre $\bar{N}$ est donné par :**

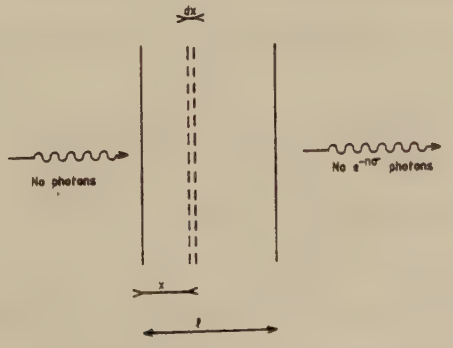


Fig. 2 : *Calcul du nombre moyen $\bar{N}$ de photons traversant la cible nucléaire*

$$\bar{N} = \frac{\int_o^{\ell} N_o \, e^{-\rho x \sigma} \, dx}{\int_o^{\ell} dx} = \frac{N_o \left[1-e^{-\rho \ell \sigma}\right]}{\rho \ell \sigma} = \frac{N_o \left[1-e^{-n\sigma}\right]}{n\sigma}$$

avec ρ = masse volumique en g/cm^3 de la cible ;

d'où

$$N = \frac{N_o \, e^{-n\sigma}}{att\,1} = \frac{\bar{N} \, n\sigma \, e^{-n\sigma}}{\left[1-e^{-n\sigma}\right] att\,1}$$

soit

$$\bar{N} = att\,1 \cdot \frac{e^{n\sigma}-1}{n\sigma} N$$

si on pose $att\,2 = \frac{e^{n\sigma}-1}{n\sigma}$ "l'atténuation" due à l'épaisseur de la cible à étudier, et $att = att\,1 \times att\,2$, on trouve que le nombre moyen $\bar{N}$ de photons traversant la cible nucléaire et le nombre N de photons mesurés par le cristal INa sont reliés par :

$$\boxed{\bar{N} = att \times N \, .}$$

Annexe E

ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA MAUVAISE AFFINITE ENTRE LES SPECTRES DE RAYONNEMENT DE FREINAGE OBTENUS AVEC UNE CIBLE DE LiH ET UNE CIBLE DE Cu SUR LA DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES $\sigma^{(i)}$

I. DETERMINATION DU RAPPORT D'AFFINITE $\bar{R}$ DANS LE CAS REEL

Au chapitre III, il a été montré que les spectres de rayonnement de freinage obtenus avec une cible de LiH et avec une cible de Cu ne sont pas affines ; des expériences faites avec des cibles minces (pas de diffusion multiple) et avec des électrons de 110 MeV (pas de contribution d'annihilation) ont montré que le rapport "expérimental" des 2 spectres mesurés, en fonction de l'énergie des photons, est en très bon accord avec le rapport "théorique" des sections efficaces de rayonnement de freinage sur l'ensemble électrons + noyau du LiH et du Cu.

Pratiquement nous utilisons pour la détermination du paramètre d'affinité R la partie du spectre expérimental comprise entre 10 MeV et la moitié de l'énergie du pic monochromatique. En utilisant des mesures faites avec des électrons, il a été démontré que dans cette zone R peut s'écrire, en première approximation :

$$R(E_\gamma) = R_o\left(1 + a\,\frac{E_\gamma}{E_o} + b\,\frac{E_\gamma^2}{E_o^2}\right)$$

dans lequel
- E_γ est l'énergie du photon de freinage
- E_o est l'énergie du positon ou de l'électron incident sur la cible
- a,b sont deux valeurs qui ne dépendent que de l'angle d'observation, et qui ont été déterminées expérimentalement
- R_o est une constante à déterminer.

Les figures 1α) et 1β) donnent schématiquement les spectres de photons Γ^{LiH} et Γ^{Cu} obtenus expérimentalement avec des cibles de LiH et de Cu ; les grandeurs a, b, E_o sont déterminées par les conditions expérimentales (angle d'expérience et énergie des positons) ; il est alors aisé (fig. 1γ) de déterminer le paramètre R_o de $R(E_\gamma)$ de manière que le spectre $\Gamma^{LiH} - R(E_\gamma)\Gamma^{Cu}$ permet d'obtenir la grandeur x (définie au chapitre III) caractérisant la réponse du cristal : la formule d'affinité $R(E_\gamma) = R_o(1 + a\,E_\gamma/E_o + b\,E_\gamma^2/E_o^2)$ est alors complètement connue.

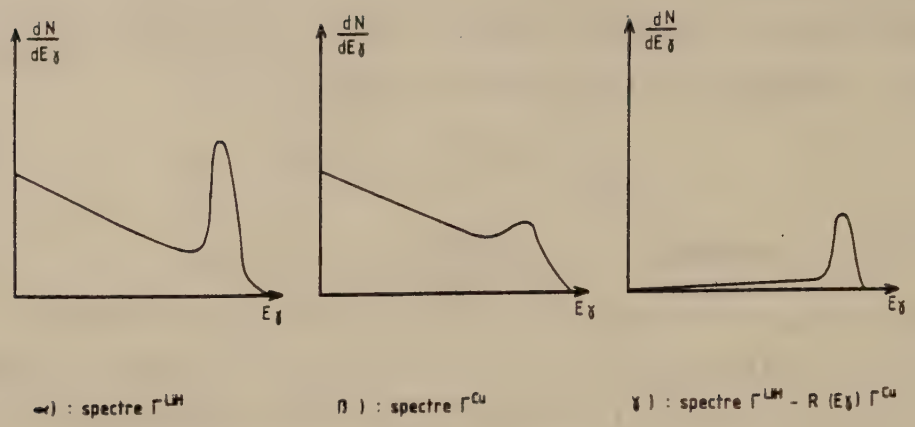


Fig. 1 : *Détermination du rapport d'affinité* $R(E_\gamma) = R_o\left(1 + a\frac{E_\gamma}{E_o} + b\frac{E_\gamma^2}{E_o^2}\right)$ *entre les spectres de rayonnement de freinage du LiH et du Cu, ceci dans le cas réel (voir texte).*

D'autre part, il a été montré au chapitre V que les sections efficaces cherchées sont parfaitement définies si on connait les quantités E_i (E_i contenu de l'échelle de comptage correspondant aux événements neutroniques, dont on détecte i neutrons, créés par des photons monochromatiques) et la quantité Γ_{mono}, qui est le nombre de photons monochromatiques créant les interactions nucléaires. Dans le cas d'une affinité parfaite entre les deux spectres de rayonnement de freinage, il a été démontré que

$$E_i = E_i^{LiH} - R_{ni}\, E_i^{Cu}$$

$$\Gamma_{Mono} = \Gamma_o^{LiH} - R_\gamma\, \Gamma_o^{Cu}$$

(R_{ni} rapport d'affinité neutronique pour l'échelle i)
avec, dans ce cas particulier d'affinité parfaite,

$$R_\gamma = R_{ni} = R = \text{coefficient d'affinité} = \text{constant}$$

Qu'en est-il exactement dans le cas réel où l'affinité suit la loi $R(E_\gamma)$?

En ce qui concerne Γ_{mono}, celui-ci est défini d'une manière évidente par :

$$\Gamma_{Mono} = \int_o^{E_o} \left[\frac{d\Gamma^{LiH}(E_\gamma)}{dE_\gamma} - R(E_\gamma)\,\frac{d\Gamma^{Cu}(E_\gamma)}{dE_\gamma}\right] dE_\gamma$$

E_o étant l'énergie des positons incidents.

Quant au cas des neutrons, la détermination des E_i est beaucoup plus compliquée. En effet, considérons la fig. 2 : en a) sont représentées, très schématiquement, les sections efficaces d'un noyau type, en b) est représentée la courbe d'affinité $R(E_\gamma)$ entre les spectres de rayonnement de freinage du LiH et du Cu, en c) est représenté le spectre de photons Γ^{LiH} obtenu avec la cible de LiH et en d) le spectre photons Γ^{Cu} obtenu avec la cible de Cu.

Si dans ces conditions, S_i, S_i^{LiH} et S_i^{Cu} indiquent respectivement le nombre d'événements de multiplicité i créé par les photons monochromatiques, par les photons du LiH et par les photons du cuivre nous obtenons les relations

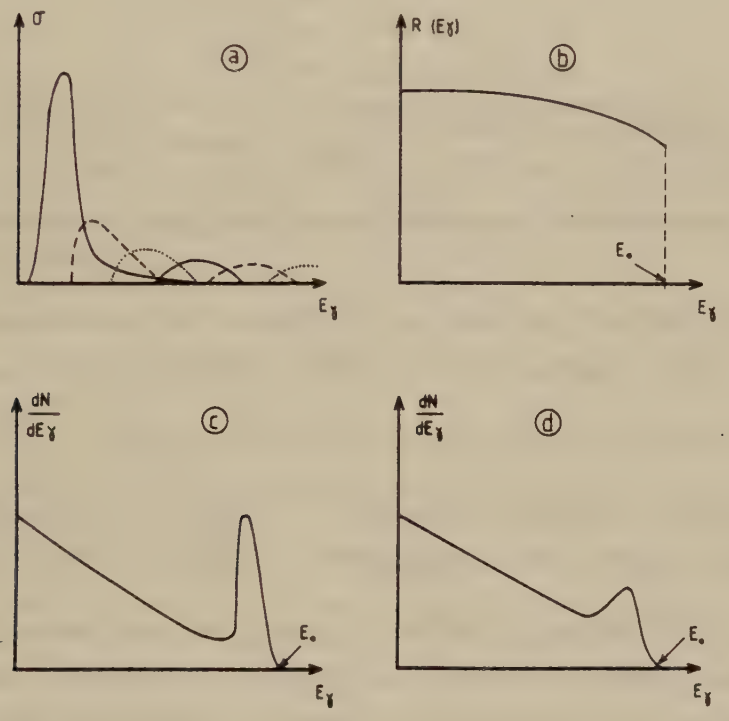


Fig. 2 : *Etude pour la détermination du rapport R pour les neutrons.*
a) sections efficaces d'un noyau type
b) courbe d'affinité $R(E_\gamma)$
c) spectre de photons du LiH (Γ^{LiH})
d) spectre de photons du Cu (Γ^{Cu}).

$$S_i = \int_o^{E_o} \sigma(\gamma, in...) \left[\frac{d\Gamma^{LiH}(E_\gamma)}{dE_\gamma} - \frac{d\Gamma^{Cu}(E_\gamma)}{dE_\gamma} \cdot R(E_\gamma) \right] dE_\gamma$$

$$S_i^{LiH} = \int_o^{E_o} \sigma(\gamma, in...) \frac{d\Gamma^{LiH}(E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma$$

$$S_i^{Cu} = \int_o^{E_o} \sigma(\gamma, in...) \frac{d\Gamma^{CU}(E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma \ .$$

Les grandeurs $\sigma(\gamma,in...)$ étant inconnues (c'est ce que l'on recherche), les formules précédentes ne sont pas applicables pratiquement. D'autre part, l'efficacité de détection ε de notre détecteur étant différente de 1, les événements S_j sont distribués parmi les échelles E_i avec $i \leqslant j$ ce qui empêche l'utilisation de $R(E_\gamma)$ pour les neutrons. En conséquence nous avons décidé de choisir, dans nos calculs, $R_{Ni} = R_\gamma = \bar{R}$, ceci quel que soit i avec $\bar{R}$ valeur moyenne de $R(E_\gamma)$ dans l'intervalle 10 MeV, $E_{\gamma mono}/2$ soit :

$$\bar{R} = \frac{\int_{10\ MeV}^{E_{\gamma mono}/2} R(E_\gamma)dE}{\int_{10\ MeV}^{E_{\gamma mono}/2} dE_\gamma}$$

Avec cette hypothèse, les quantités E_i et Γ_{mono} sont parfaitement déterminées ($E_i = E_i^{LiH} - \bar{R}\, E_i^{Cu}$ et $\Gamma_{mono} = \Gamma^{LiH} - \bar{R}\, \Gamma^{Cu}$) et, par conséquent, les sections efficaces cherchées en découlent directement par les formules du chapitre V.

Le paragraphe suivant est destiné à étudier les conséquences de l'approximation précédente ($R(E_\gamma)$ remplacé par $\bar{R}$) sur la détermination des sections efficaces $\sigma^{(i)}$.

II. INFLUENCE SUR LES SECTIONS EFFICACES $\sigma^{(i)}$ DU CHOIX DE $\bar{R}$ COMME RAPPORT D'AFFINITE ENTRE LES SPECTRES DE RAYONNEMENT DE FREINAGE DU LiH ET DU Cu

Pour tester l'influence du choix de $\bar{R}$ sur les sections efficaces $\sigma^{(i)}$ nous avons fait le petit modèle qui suit. La figure 3 représente schématiquement les sections efficaces $\sigma(\gamma,in...)$ du Pb. La table 1 dans ses deux premières lignes redéfinit ces sections efficaces (1ère ligne , zone en énergie des diverses sections efficaces $\sigma(\gamma,in...)$; 2ème ligne, valeur dans ces zones de ces sections efficaces).

En ce qui concerne les spectres de photons, nous avons utilisé ceux obtenus expérimentalement au moyen d'un faisceau de 60 MeV de positons incidents sur une cible de 4 mm de LiH et une cible de cuivre de 30 µm, les photons étant utilisés à angle de 4°, ce qui correspond à des énergies photons de 46 MeV. Les 3ème et 4ème lignes de la table 1 donnent, respectivement pour chaque zone en énergie, le nombre de photons obtenus avec la cible de LiH et avec la cible de Cu.

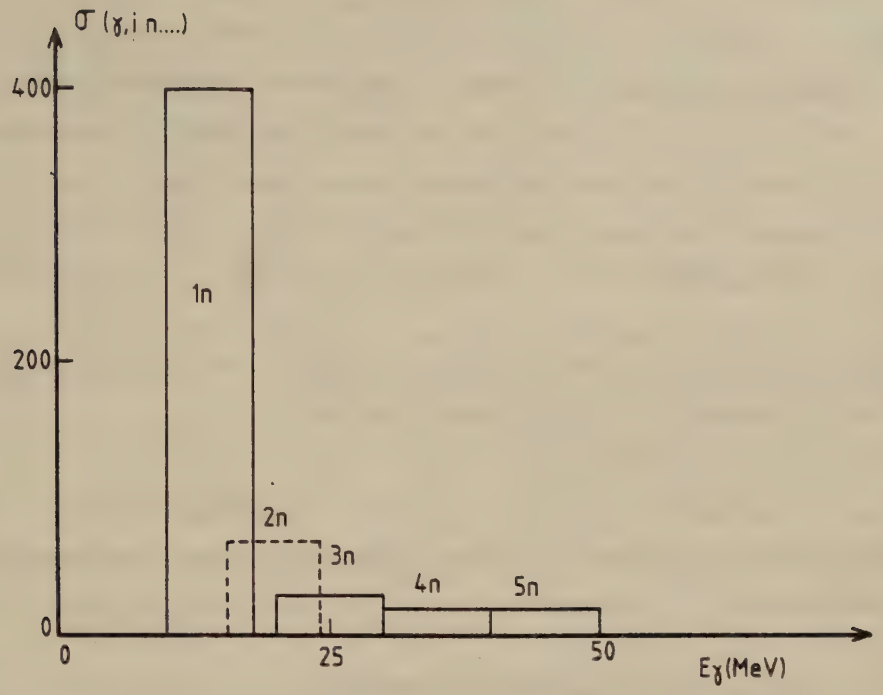


Fig. 3 : *Représentation schématique des sections efficaces σ(γ,in...) du plomb.*

Table 1

Comparaison des nombres de neutrons produits par un spectre réel de photons quasi monochromatiques et par un spectre approximatif de photons monochromatiques obtenu à l'aide de $\bar{R}$ (voir texte).

	(γ,n ...)	(γ,2n ...)	(γ,3n ...)	(γ,4n ...)	(γ,5n ...)
E_γ (MeV)	10 à 18	16 à 24	20 à 30	30 à 40	40 à 50
$\bar{\sigma}$ (mb)	400	70	30	20	20
A = photons LiH	$7,94\ 10^6$	$3,92\ 10^6$	$3,10\ 10^6$	$1,33\ 10^6$	$23\ 10^6$
B = photons Cu	$7,79\ 10^6$	$4,04\ 10^6$	$3,32\ 10^6$	$1,57\ 10^6$	$2,3\ 10^6$
$\bar{R} \times B$	$7,71\ 10^6$	$4,00\ 10^6$	$3,29\ 10^6$	$1,55\ 10^6$	$2,28\ 10^6$
$A - \bar{R}B$	$0,23\ 10^6$	$-0,08\ 10^6$	$-0,19\ 10^6$	$-0,22\ 10^6$	$20,72\ 10^6$
$A - R(E_\gamma)B$	0	0	0	0	$20,7\ 10^6$
$N(\bar{R})$	92	-5,6	-5,7	-4,4	414,4
$N(R(E_\gamma))$	0	0	0	0	414

La courbe $R(E_\gamma) = R_o(1 + a \frac{E_\gamma}{E_o} + b (\frac{E_\gamma}{E_o})^2)$ est déterminée de la manière précédemment décrite ; on en déduit une valeur $\bar{R}$ définie entre 10 MeV et $E_{\gamma mono}/2$ = 23 MeV qui est ici égale à 0,99. La 5ème ligne donne $\bar{R}\times B = \bar{R}\times$photons Cu, tandis que

la 6ème ligne donne $A - \bar{R}B = \left[\text{photons LiH} - \bar{R} \times \text{photons Cu}\right]$, qui représente une approximation du spectre de photons quasi monochromatiques, ceci toujours dans les mêmes plages en énergie. La 7ème ligne donne, toujours dans les mêmes conditions, la quantité $\left[A - R(E_\gamma) * B = \text{photons LiH} - R(E_\gamma) \times \text{photons Cu}\right]$ qui représente le vrai spectre des photons quasi monochromatiques. Les lignes 8 et 9 donnent respectivement les quantités $N(\bar{R})$ et $N(R(E_\gamma))$, proportionnelles aux nombres d'événements correspondant aux spectres de photons des lignes 6 et 7.

A 46 MeV, d'après la fig. 3 et les lignes 7 et 9, nous obtenons les sections efficaces neutroniques $\sigma^{(i)}$ théoriques égales à :

$$\sigma^{(1)} = \sigma^{(2)} = \sigma^{(3)} = \sigma^{(4)} = \sigma^{(5)} = \frac{414}{20,7} = 20 \text{ mb}$$

d'après les lignes 6 et 8 de la Table 1, nous obtenons les sections efficaces neutroniques mesurées $\sigma_m^{(i)}$ égales à

$$\sigma_m^{(1)} = \frac{92-5,6-5,7-4,4+414,4}{0,23-0,08-0,19-0,22+20,72} = \frac{490,7}{20,46} = 24 \text{ mb}$$

$$\sigma_m^{(2)} = \frac{-5,6-5,7-4,4+414,4}{20,46} = 19,5 \text{ mb}$$

$$\sigma_m^{(3)} = \frac{-5,7-4,4+414,4}{20,46} = 19,8 \text{ mb}$$

$$\sigma_m^{(4)} = \frac{-4,4+414,4}{20,46} = 20 \text{ mb}$$

$$\sigma_m^{(5)} = \frac{414,4}{20,46} = 20,2 \text{ mb}$$

De ces valeurs on peut déduire que l'erreur occasionnée par l'utilisation de $\bar{R}$ dans le calcul des sections efficaces est de l'ordre de 20 % pour $\sigma^{(1)}$ et est inférieure à 3 % pour les autres $\sigma^{(i)}$, ceci pour des photons quasi monochromatiques de 46 MeV.

Deux autres estimations faites respectivement pour des photons de 60 et de 80 MeV ont confirmé l'ordre de grandeur de ces résultats.

En conclusion, le fait de remplacer la courbe d'affinité $R(E_\gamma) = R_o \left[1 + a\, E_\gamma/E_o + b\, (E_\gamma/E_o)^2\right]$ entre les spectres de rayonnement de freinage du LiH et du Cu, par une valeur moyenne $\bar{R}$, prise entre 10 MeV et $E_{\gamma mono}/2$, a comme conséquence :

- sur $\sigma^{(1)}$ de créer une erreur systématique voisine de 20 % ;
- sur $\sigma^{(i)}$, avec $i \geq 2$, de créer une erreur systématique inférieure ou égale à 3 %

Ces 3 % sont très inférieurs aux erreurs statistiques sur les $\sigma^{(i)}$ et par conséquent l'approximation $\bar{R}$ est parfaitement justifiée pour $\sigma^{(i)}$ avec $i \geq 2$.

Annexe F

ETUDE DES EFFETS D'EPAISSEUR DE CIBLE SUR LA MESURE DE LA SECTION EFFICACE PHOTONEUTRONIQUE

I. INTRODUCTION

Lorsque le faisceau de photons quasi monochromatiques est incident sur la cible nucléaire à étudier, il peut se produire à l'intérieur de cette cible :

1) des réactions photonucléaires, qui sont les phénomènes que l'on veut étudier ;

2) des effets de matérialisation du photon incident (création de paires $e^+ + e^-$) : ce processus parasite, dont la section efficace croît avec l'énergie du photon incident, n'est pas négligeable entre 30 et 140 MeV.

Il faut remarquer que ces phénomènes de matérialisation n'ont pas été soustraits dans l'opération de différence entre le spectre total de LiH et celui du cuivre : cette dernière opération, nous ramenant à un faisceau de photons quasi monochromatiques, ne peut avoir neutralisé les effets parasites de ce faisceau qui font l'étude de cette annexe.

Les paires e^+/e^- ainsi créées peuvent évoluer de deux façons :

- par rayonnement de freinage, situé approximativement dans la RGD, qui se superpose aux photons incidents. Ce rayonnement de freinage, engendre des réactions photoneutroniques, se produisant aussi bien dans la cible que dans le scintillateur.

- par annihilation des positons avec les électrons de la cible produisant des photons qui peuvent engendrer des réactions photonucléaires aussi bien dans la cible que dans l'appareillage de détection.

Les cibles nucléaires étudiées étant des cibles lourdes le processus d'annihilation des positons (proportionnel à Z) est négligeable devant leur rayonnement de freinage (proportionnel à Z^2). D'autre part, l'excitation directe du scintillateur, par les rayonnements photons émis, n'est pas prise en compte dans l'acquisition de données, la première porte en temps étant ouverte après l'impulsion de positons de l'accélérateur.

En ce qui concerne les phénomènes neutroniques parasites dans le scintillateur, les réactions neutroniques qui en sont la source sont principalement de multiplicité un, puisque le scintillateur est constitué de noyaux C,O,H, pour lesquels les voies neutroniques d'ordre multiple sont négligeables.

Quant aux phénomènes neutroniques parasites dans la cible nucléaire, ceux-ci

sont essentiellement de multiplicité 1 puisque la convolution section efficace - spectre parasite de rayonnement de freinage a un effet prépondérant dans la région de la résonance géante.

Nous nous proposons dans ce qui suit, de montrer que le bruit neutronique parasite dépend de l'épaisseur de la cible et, pour cela, nous nous contenterons d'étudier le bruit créé à l'intérieur même de la cible nucléaire à étudier.

Deux modèles sont proposés. Le premier, le plus simple, montre que les phénomènes parasites varient en fonction du carré de l'épaisseur de la cible nucléaire ; le deuxième, plus complet, donne un comportement plus exact de ce type de bruit de fond parasite.

II. PREMIER MODELE : Mise en évidence de l'effet d'épaisseur

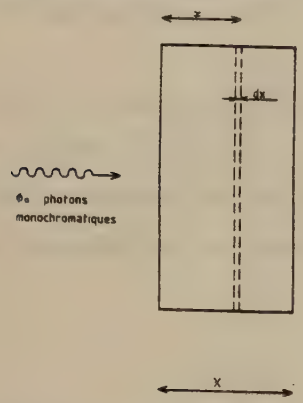


Fig. 1 : Schéma de principe du modèle utilisé.

La figure 1 donne une représentation schématique du modèle utilisé : le flux ϕ_o de photons monochromatiques, d'énergie k_a, vient frapper une cible d'épaisseur X. Les photons, atténués dans le parcours x, produisent des paires e^+/e^- dans dx, qui rayonnent $\Delta_{rad.}$ (MeV cm^2/g) dans X-x.

Toutes les sections efficaces considérées, sauf la section efficace neutronique, sont exprimées en cm^2/g. Les longueurs sont prises selon l'unité : g/cm^2

On suppose de plus que les particules émises ont un parcours dans le prolongement du faisceau incident et que les électrons et positons de paires ont une énergie de $k_a/2$.

Désignant par $\sigma_p(k_a)$ et $\sigma(k_e)$ les sections efficaces de production de paires et d'atténuation des photons ; on a :

$$\phi_o\, e^{-\sigma x} \quad \text{photons arrivant en x,} \quad 0 < x < X$$

créant dans dx :

$$2\,\sigma_p\,\phi_o\, e^{-\sigma x} dx \text{ électrons } (e^+ \text{ ou } e^-)$$

qui perdent, par rayonnement dans l'épaisseur X-x, l'énergie

$$2\sigma_p\,\phi_o\, e^{-\sigma x}\,\Delta_{rad}\,(X-x)\,dx\ .$$

Utilisant d'autre part l'allure en 1/k du spectre de rayonnement de freinage, cette énergie s'écrit :

$$\frac{k_a}{2}\ .\ k\ .\ \frac{d^2n}{dk\,dx}\,dx$$

d'où

$$\frac{d^2n}{dk\,dx} = \frac{2\,\phi_o\,\sigma_p\,\Delta_{rad}}{(k_a/2)} \cdot \frac{1}{k}\; e^{-\sigma x}\,(X-x)\;.$$

Ainsi, si N est le nombre d'atomes par cm^2 dans la cible et σ_n la section efficace photoneutronique étudiée, la section efficace parasite σ_{sup} est :

$$\sigma_{sup} = \frac{1}{N.X\,\phi_o} \iint \sigma_n\,(k)\,\frac{d^2n}{dk\,dx}\,dk\,N\;\;(X-x)\,dx$$

soit

$$\boxed{\sigma_{sup} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{(k_a/2)}\;\;(\sigma_p.X)(\Delta_{rad}.X)\int_{seuil}^{k_a/2} \sigma_n\,\frac{dk}{k}}$$

Bien que ce modèle néglige l'atténuation des électrons et des positons (Δ_{rad} supposé constant) et l'atténuation des photons de rayonnement de freinage, il met en évidence une section efficace parasite σ_{sup} qui varie comme le carré de l'épaisseur X de la cible nucléaire étudiée. Cependant, la variation en X^2 du bruit systématique n'est qu'une approximation, valable pour les petites épaisseurs.

III. DEUXIEME MODELE : Calcul du bruit neutronique dans la cible

La figure 2 donne le schéma de principe du modèle utilisé : les photons incidents, monochromatiques d'énergie k_a, viennent frapper la cible d'épaisseur X. Ces photons, atténués sur le parcours x, produisent dans dx des paires e^+/e^- qui, perdant dans y l'énergie

$$\Delta_{tot}\,.y \text{ avec } \Delta_{tot} = \Delta_{radiation} + \Delta_{collisions}$$

produisent des photons de rayonnement de freinage dans dy. Ces photons atténués dans le parcours z, produisent dans dz des photoneutrons parasites.

Comme dans le paragraphe précédent, on suppose que le parcours des particules intervenant dans ce modèle (sauf pour les neutrons) reste dans le prolongement du faisceau incident.

De plus, étant donné l'allure relativement "plate" des courbes de répartition de l'énergie entre électrons et positons, on suppose que le nombre d'électrons $d\gamma_e$ d'énergie comprise entre T et T + dT, avec $0 < T < k_a$ vérifie la relation :

$$\frac{d\gamma_e}{\gamma_e} = \frac{dT}{k_a}\;.$$

(γ_e proportionnel à k_a)

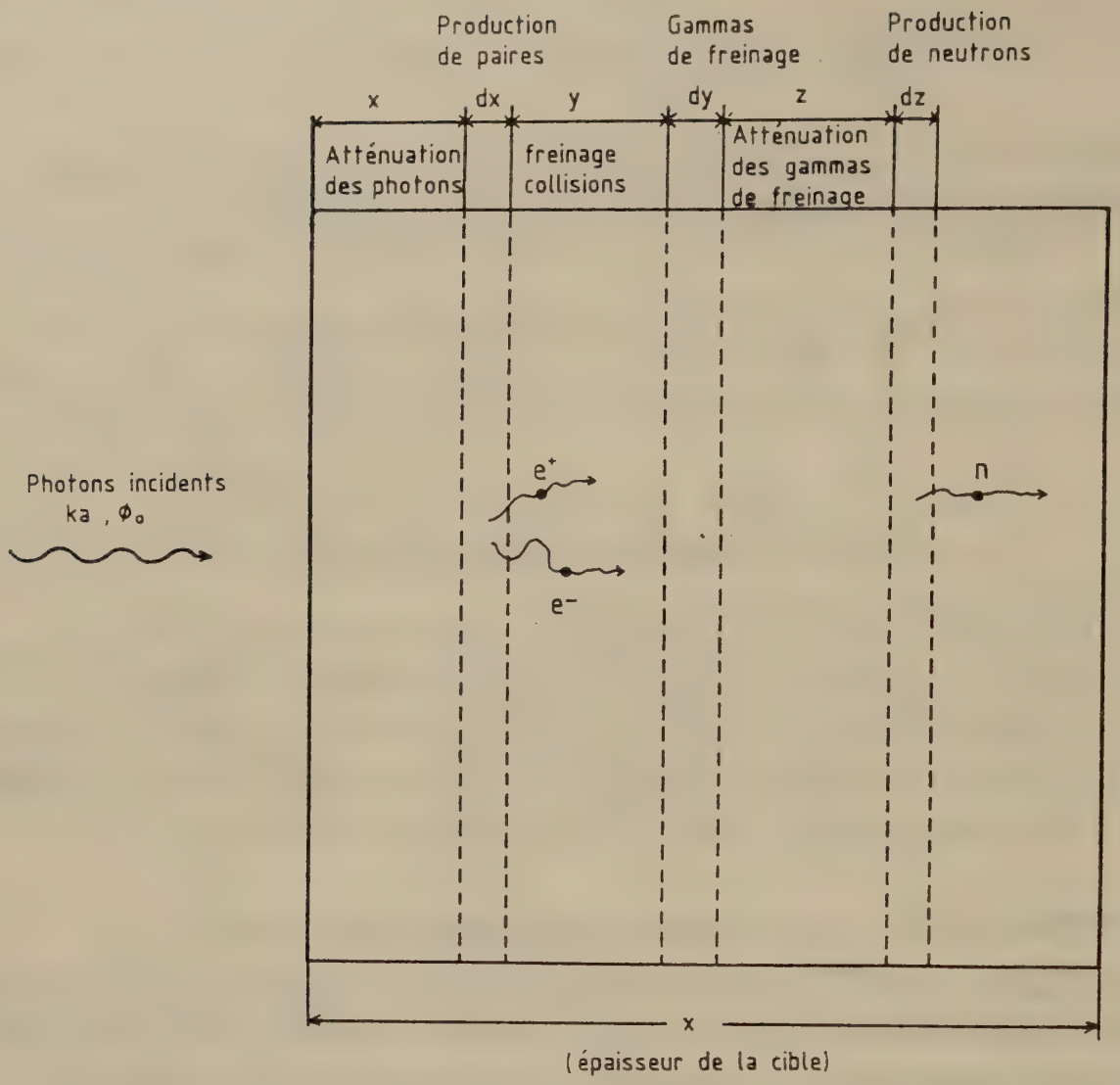


Fig. 2 : *Schéma de principe du modèle utilisé.*

En ce qui concerne Δ_{rad} et Δ_{tot}, nous ferons l'approximation linéaire soit

$$\Delta_{rad.}(T) = \alpha T$$

$$\Delta_{tot.}(T) = \alpha' T \ .$$

On a donc :

$\phi_o \, e^{-\sigma x}$ photons monochromatiques d'énergie k_a

arrivant en x (avec $0 < x < X$)

créant dans dx

$2\phi_o \, e^{-\sigma x} \, \sigma_p \, dx$ électrons (e^+ ou e^-)

uniformément répartis en énergie entre 0 et k_a.

Le nombre d'électrons d'énergie comprise entre T et T + dT produits entre x et x + dx est donc :

$$2\phi_o \cdot e^{-\sigma x} \, \sigma_p \, dx \, \frac{dT}{k_a} \ .$$

Leur énergie devient, au bout du parcours y, soit en x + y : $T\, e^{-\alpha' y}$.
L'énergie totale rayonnée entre y et y + dy par des e^+, e^- créés entre x et x + dx avec l'énergie comprise entre T et T + dT est :

$$2\phi_o\, e^{-\sigma x}\, \sigma_p\, dx\, \frac{dT}{k_a}\, \Delta_{rad}\, (T\, e^{-\alpha' y})\, dy = 2\phi_o\, e^{-\sigma x}\, \sigma_p\, \alpha T\, e^{-\alpha' y}\, dx\, \frac{dT}{k_a}\, dy$$

produisant par rayonnement des photons d'énergie comprise entre k et k + dk (avec $0 < k < T\, e^{-\alpha' y}$)

$$d^4N_\gamma = \frac{\text{Energie totale rayonnée par les } e^{\pm} \text{ d'énergie } T\, e^{-\alpha' y}}{T\, e^{-\alpha' y}}\, \frac{dk}{k}$$

soit

$$d^4N_\gamma = 2\phi_o\, e^{-\sigma x}\, \sigma_p\, \alpha\, dx\, \frac{dT}{k_a}\, dy\, \frac{dk}{k}\ .$$

Au bout d'un parcours z, ces photons sont atténués $[0 < z < X-x-y]$ et leur nombre en x + y + z est :

$$d^4N'_\gamma = e^{-\sigma(k)z}\, d^4N_\gamma = 2\phi_o\, e^{-\sigma x}\, \sigma_p\, \alpha\, e^{-\sigma(k)z}\, dx\, dy\, \frac{dT}{k_a}\, \frac{dk}{k}\ .$$

Le nombre de neutrons parasites produits dans dz est alors :

$$d^5N_n = 2\phi_o\, \sigma_p\, \alpha\, e^{-\sigma x}\, e^{-\sigma(k)z}\, \sigma_n(k)\, dx\, dy\, \frac{dT}{k_a}\, \frac{dk}{k}\, dz\, \mathcal{N}$$

($\mathcal{N}$ = nombre d'atomes/cm^3)

d'où la section efficace parasite

$$\sigma_{sup} = \frac{1}{\phi_o \mathcal{N} X} \int d^5N_n$$

soit :

$$\sigma_{sup} = \frac{2\sigma_p \alpha}{k_a X} \int_o^X e^{-\sigma x}\, dx \int_o^{X-x} dy \int_{seuil}^{k_a} dT \int_{seuil}^{T\, e^{-\alpha' y}} \sigma_n(k)\, \frac{dk}{k} \int_o^{X-x-y} e^{-\sigma(k)z}\, dz$$

Dans cette formule, x, y et z sont des épaisseurs exprimées en g/cm^2 et définies sur la figure 2 ;

- X est l'épaisseur totale de la cible nucléaire en g/cm^2
- k représente l'énergie d'un photon de rayonnement de freinage
- k_a est l'énergie du photon monochromatique
- T représente l'énergie d'un positon ou d'un électron de paire
- $\sigma(k)$ est la section efficace d'atténuation des photons à l'énergie k
- σ_p est la section efficace de production de paire à l'énergie k_a
- $\sigma_n(k)$ est la section efficace de production de neutrons pour des photons

d'énergie k

- α et α' sont définis par $\Delta_{rad}(T) = \alpha T$ et $\Delta_{tot}(T) = \alpha' T$.

Dans cette formule il y a 3 intégrales dont les bornes supérieures contiennent X ; en conséquence, on peut considérer que, comme précédemment, α_{sup} varie en $X^3/X = X^2$.

IV. CONCLUSION : Tests expérimentaux

Des mesures de $\sigma^{(1)}$ et de $\sigma^{(2)}$ ont été faites sur Sn, Ce, Ta et Pb (Chapitre VI) en fonction de l'épaisseur X de la cible nucléaire, et, ont conduit aux conclusions suivantes :

1) $\sigma^{(2)}$ est indépendant de l'épaisseur X, du moins à la précision des mesures
2) $\sigma^{(1)}$ est fortement dépendant de X : donc $\sigma(\gamma, 1n...)$ est fortement dépendant de X ce qui est en accord avec les 2 modèles précédents
3) si X tend vers 0, $\sigma(\gamma, 1n...) = \sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}$ tend vers 0, et on a pu montrer que :

$$\int_{30}^{140\ MeV} \sigma(\gamma, 1n...)\ dE_\gamma < 4\ 10^{-2}\ \sigma_o$$

avec

$$\sigma_o = 1 \text{ règle de TRK} = 0{,}06\ \frac{NZ}{A}$$

En conclusion, nous avons estimé que $\sigma(\gamma, 1n...) \sim 0$, d'où $\sigma(\text{tot} : E_\gamma) \sim \sigma^{(2)}$, et que l'erreur due à cette approximation, sur la section efficace intégrée, est inférieure à $0{,}04\ \sigma_o$.

Annexe G

CONSIDERATIONS STATISTIQUES SUR LE CONTENU DES ECHELLES DE COMPTAGE

Une distribution de Poisson décrit tous les processus aléatoires dont la probabilité d'événements est petite et constante ; en conséquence, elle s'applique généralement à toutes les observations faites en physique nucléaire.

La forme usuelle de cette distribution est :

$$P(x) = \frac{m^x}{x!} e^{-m} \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \left(\frac{m}{x}\right)^x e^{-(m-x)}$$

dans laquelle P(x) est la probabilité d'observer x événements (x étant un nombre entier), quand la moyenne pour un grand nombre d'essais est m. La variance V d'une telle distribution est m et par conséquent l'écart type σ est $\sqrt{m}$.

On peut visualiser les conditions d'application de cette distribution de Poisson en prenant l'exemple de la désintégration radioactive ; les conditions nécessaires et suffisantes sont alors :

1) la probabilité pour un atome de se désintégrer dans un intervalle de temps donné est le même pour tous les atomes du corps (atomes identiques) ;

2) Le fait qu'un atome se désintègre dans un temps donné n'affecte pas la probabilité qu'un autre atome a de se désintégrer (atomes indépendants) ;

3) La probabilité d'un atome à se désintégrer, durant un intervalle de temps donné, est le même pour tous les intervalles de temps égaux (le temps de vie est long devant la période d'observation) ;

4) le nombre total d'atomes et le nombre total d'intervalles de temps égaux sont grands (moyenne statistique significative).

Clairement, ces quatre conditions sont valables dans nos expériences photonucléaires (en supposant que l'intensité du flux de photons incident sur la cible photonucléaire étudiée est constante), et on peut admettre que le nombre total d'événements photonucléaires S_T suit la loi de Poisson.

Or, on peut écrire que

$$S_T = S_0 + S_1 + S_2 + \ldots + S_n + \ldots \qquad (1)$$

avec S_i nombre d'événements photonucléaires accompagnés de l'émission de i neutrons

Que peut-on dire d'un point de vue statistique sur ces événements S_i ?

De (1) on peut déduire la relation entre les variances

$$V_{S_T} = \sum_{i=0} V_{S_i} + 2 \sum_{i=0} \sum_{j=i+1} \rho(i,j)\sigma_{S_i}\ \sigma_{S_j} \qquad (2)$$

avec $\rho(i,j)$ coefficient de corrélation entre S_i et S_j.

Les quatre conditions précédentes sur la nature statistique d'une famille d'événements étant remplies pour chaque S_i, on peut admettre que les S_i obéissent à des lois Poissonniennes et, qu'en conséquence, $\sigma_{S_i} = \sqrt{\bar{S}_i}$; de (1) et (2) on tire alors :

$$\sum_{i=0} \sum_{j=i+1} \rho(i,j)\sigma_{S_i}\ \sigma_{S_j} = 0, \qquad (3)$$

c'est-à-dire, que les coefficients de corrélation $\rho(i,j)$ entre événements S_i et S_j ne sont pas nécessairement nuls, mais obéissent à la relation (3). D'autre part, on sait qu'à une énergie donnée, il existe des rapports bien déterminés entre les diverses sections efficaces photonucléaires, c'est-à-dire, entre les divers S_i ; il est donc vraisemblable que les coefficients de corrélation $\rho(i,j)$ sont différents de 0.

Les événements nucléaires S_i sont "vus" par le détecteur de photoneutrons dont on admet (cf Ch. 4) que l'efficacité ε de détection est indépendante de l'énergie des neutrons à détecter. Si E_i désigne le contenu de l'échelle comptant les événements S_j dans lesquels i neutrons sont détectés, les quantités E_i et S_j sont reliés par les relations (cf Annexe C)

$$\begin{aligned} E_i &= \sum_{j=i} C_j^i\ \varepsilon^i\ (1-\varepsilon)^{j-i}\ S_j = \sum_{j=i} a_j(\varepsilon)\ S_j \\ S_k &= \sum_{i=k} \frac{1}{\varepsilon^i}\ (\varepsilon-1)^{i-k}\ C_i^k\ E_i \end{aligned} \qquad (4)$$

Que peut-on dire d'un point de vue statistique sur ces comptages E_i ?

. De (4) on peut tirer

$$V_{E_i} = \sum_{j=i} a_j^2\ V_{S_j} + 2 \sum_{j=i} \sum_{k=j+1} a_j\ a_k\ \rho(j,k)\ \sigma_{S_j}\ \sigma_{S_k}\ .$$

Comme les événements S_i sont Poissonniens nous pouvons écrire :

$$V_{E_i} = \sum_{j=i} a_j^2 S_j + 2 \sum_{j=i} \sum_{k=j+1} a_j a_k \rho(j,k) \sqrt{S_j S_k} \quad ;$$

mais nous ne pouvons pas en déduire que E_i est Poissonnien car il faudrait alors que $V_{E_i} = E_i$.

En outre, d'après

$$E_i = \sum_{j=i} a_j S_j \quad \text{et} \quad E_k = \sum_{j=k} a_j S_j$$

il semble que les E_i et les E_k soient corrélés, puiqu'ils dépendent tous les deux des S_j, eux-mêmes corrélés par l'intermédiaire des $\rho(i,j)$.

En conclusion, on ne peut pas affirmer que les contenus E_i des échelles de comptage suivent la statistique de Poisson et sont indépendants les uns des autres.

Comme dans le calcul sur les précisions des sections efficaces, il a justement été supposé que les contenus des échelles de comptage sont à la fois poissonniens et indépendants les uns des autres, nous avons été amenés à tester ces deux hypothèses. Ces vérifications ont été faites au moyen d'une source de californium, puis en vraie grandeur, au moyen d'expériences photonucléaires.

Comme sources de neutrons, nous avons d'abord utilisé une source de californium : les neutrons sont détectés par notre détecteur de photoneutrons et les événements mesurés sont comptés dans les échelles E_i, le nombre de fissions étant compté par un détecteur de particules alpha.

Deux types d'expériences ont alors été faites: une première série faite à temps constant, une deuxième faite à nombre de fissions constantes.

Les tableaux 1 et 2 résument une série d'expériences faites à temps constant pour une série de n = 146 mesures de 300 secondes (le taux de comptage est alors voisin de celui de nos expériences photonucléaires).

Sur le tableau 1 est donné d'abord la multiplicité i de l'événement étudié, la valeur moyenne du comptage de multiplicité i ($\bar{E}_i = \Sigma E_i / n = \Sigma E_i / 146$), son écart type $\sigma_{E_i} = \left[\Sigma (E_i - \bar{E}_i)^2 / n\right]^{1/2}$, puis $\sqrt{\bar{E}_i}$.

On observe un très bon accord entre σ_{E_i} et $\sqrt{\bar{E}_i}$.

Tableau 1

Etude de la distribution statistique du contenu des échelles (expériences faites à temps constant) (t = 300 sec.)

Multiplicité neutronique	$\bar{E}_i$	σ_{E_i}	$\sqrt{\bar{E}_i}$
1	501	23,4	22,4
2	761	28,7	27,6
3	588	24,0	24,3
4	257	18,0	16,0
5	67	8,4	8,2
6	11	3,3	3,3
7	1	1,2	1,1
Fission F	$\bar{F}$=2319	σ_F=51,1	$\sqrt{\bar{F}}$=48,2

Tableau 2

Coefficients de corrélation $\rho(i,j)$ entre les contenus des échelles i et j (expériences faites à temps constant) (t = 300 sec.)

i \ j	2	3	4	5	6	7	fission
1	-0,06	0,12	0,13	0,16	+0,03	-0,03	0,55
2		-0,00	0,04	-0,12	-0,03	-0,02	0,51
3			-0,11	0,05	0,03	-0,14	0,53
4				0,01	0,02	0,11	0,38
5					0,04	-0,07	0,19
6						0,09	0,09
7							-0,03

Sur le tableau 2 on peut voir que les coefficients de corrélation $\rho(i,j)$ entre les grandeurs E_i et E_j, définies par

$$\rho(i,j) = \frac{\sum_i (E_i-\bar{E}_i)(E_j-\bar{E}_j)}{\left[\sum_i (E_i-\bar{E}_i)^2 \sum_j (E_j-\bar{E}_j)^2\right]^{1/2}} ,$$

sont voisins de zéro (compris entre -0,12 et +0,16).

De ces deux observations on peut conclure que, si on opère à temps constant, les échelles E_i respectent $V_E = \bar{E}_i$ et que les échelles E_i et E_j sont indépendantes.

En ce qui concerne le nombre de fission $F = \sum_{i=0} E_i$, on observe également que $\sigma_F \approx \sqrt{\bar{F}}$, mais par contre que F est fortement corrélé aux échelles de comptage E_i. En conséquence, ceci montre, du moins dans le cas d'expériences faites à temps constants, que les hypothèses faites sur la nature poissonnienne du contenu des échelles E_i, et sur l'indépendance relative de ces échelles, sont justifiées.

La deuxième série d'expériences, faites à nombre de fissions constantes, soit $F = \sum_{i=0} E_i$ = constant, est résumée dans les tableaux 3 et 4 (48 expériences faites à F = 10 000 fissions).

On peut voir, d'après le tableau 3, que $\sigma_{E_i} < \sqrt{\bar{E}_i}$ et que, par conséquent, les échelles E_i n'obéissent pas à la statistique poissonnienne. D'autre part, le tableau 4 nous montre de fortes corrélations : les coefficients de corrélation variant de -0,46 à +0,55.

Ceci est certainement dû au fait que :

$$F = \sum E_i = \text{const.}$$

$$V_F = \sum V_{E_i} + 2 \sum_{\substack{i\neq j \\ j>i}} \rho(i,j)\, \sigma_{E_i}\, \sigma_{E_j} = 0 \quad .$$

Comme $\sum V_{E_i}$, σ_{E_j} et σ_{E_i} sont nécessairement positifs, ceci impose que les $\rho(i,j)$ doivent être à prédominance négative ce qui est vérifié expérimentalement.

De ce qui précède, nous pouvons tirer deux conclusions :

- La première, est que le comportement statistique des contenus des échelles E_i de multiplicité i pour une source de californium dépend selon que l'on opère, pour la reproductibilité, à temps constant ou à nombre de fissions constantes.

- Opérer à temps constant présente le double avantage, que les contenus des échelles ont un comportement de type poissonnien ($V_{E_i} = \bar{E}_i$) d'une part, et que d'autre

Tableau 3

Etude de la distribution statistique du contenu des échelles. Expériences faites à nombre de fissions constant (F = 10 000).

Multiplicité neutronique	$\bar{E}_i$	σ_{E_i}	$\sqrt{\bar{E}_i}$
1	1772	33,8	42,1
2	3129	45,3	55,9
3	2802	41,6	52,9
4	1403	38,3	37,5
5	414	22,6	20,4
6	77	8,1	8,8
7	8	3,1	2,8

Tableau 4

Coefficients de corrélation $\rho(i,j)$ entre les contenus des échelles i et j. Expériences faites à nombre de fissions constant.

i \ j	2	3	4	5	6	7
1	-0,45	-0,08	-0,16	-0,00	0,04	-0,29
2		-0,46	-0,21	-0,16	0,00	0,10
3			-0,45	0,12	0,06	-0,08
4				-0,31	-0,20	0,08
5					-0,07	0,10
6						0,55

part les contenus des diverses échelles sont indépendants les uns des autres.

Des essais, en vraie grandeur comprenant 10 mesures, sur la nature statistique du contenu des échelles E_i de comptage de multiplicité i, ont eu lieu, à une même énergie de photons, pour une cible de Pb d'épaisseur 2mm. Ces essais de reproductibilité sont très délicats, car pour avoir une bonne stabilité du faisceau de photons, il faut avoir une très bonne stabilité du faisceau de positons utilisé, aussi bien au point de vue direction, émittence et intensité. D'autre part ces essais en vraie grandeur nécessitent l'utilisation de 2 radiateurs d'annihilations, l'un de LiH (de 6 mm), l'autre de Cu (72 µm). Ces 10 essais ont été faits pour des nombres constants de positons incidents sur le capteur de Faraday.

A titre d'exemple, le tableau 5 représente pour une efficacité (de 65 %) la moyenne $\bar{E}_i$, l'écart type σ_{E_i} et $\sqrt{\bar{E}_i}$, à la fois pour les radiateurs de LiH et de C

On observe sur ce tableau que, sauf pour l'échelle E_1 du LiH, le fait de prendr $\sqrt{\bar{E}_i}$ comme erreur sur E_i est légèrement pessimiste, que pour l'échelle E_1 du LiH on est trop optimiste d'environ 30 %, enfin que $(\sigma_{E_i}/\sqrt{\bar{E}_i})_{LiH} \geqslant (\sigma_{E_i}/\sqrt{\bar{E}_i})_{Cu}$.

Enfin, des coefficients de corrélation moyennés sur les trois efficacités, et sur les radiateurs LiH et Cu, ont été déterminés en choisissant comme critère de reproductibilités :

1) soit à nombre constant de positons incidents sur le capteur de Faraday, tableau 6A
2) soit à temps constant, tableau 6B
3) soit à nombre constant de photoréactions détectés (ΣE_i), tableau 6C.

Le tableau 6 représente les différents coefficients de corrélations ; on peut ainsi voir par exemple que selon le critère de reproductibilité choisie $\rho(1,2)$ varie de 0,78 à -0,74, c'est-à-dire, d'une corrélation pratiquement complète (temps constant) à une anticorrélation presque parfaite (nombre de photoréactions constant).

De ces diverses remarques on peut conclure qu'il n'est pas possible de savoir, avec la série d'essais faits, si les hypothèses de nos calculs, (c'est-à-dire, comportement poissonnien du contenu des échelles et indépendance de ceux-ci) sont justifiées.

Nous avons supposé, alors, que ces hypothèses sont exactes et nous avons calculé, pour les 10 mesures de la série d'essais, les diverses sections efficaces $\sigma^{(i)} = \sum_{j=i} \sigma(\gamma, in...)$ avec leurs barres d'erreur $\Delta\sigma^{(i)}$. Nous avons pu ainsi déterminer $\overline{\sigma^{(i)}}$ et $\overline{\Delta\sigma^{(i)}}$.

Tableau 5

Etude de la distribution statistique du contenu des échelles E_i dans le cas d'expériences photonucléaires réelles.

i	LiH			Cu		
	$\bar{E}_i$	σ_{E_i}	$\sqrt{\bar{E}_i}$	$\bar{E}_i$	σ_{E_i}	$\sqrt{\bar{E}_i}$
1	13182	153	115	11402	89	107
2	1343	25	37	1089	32	33
3	380	13	20	212	11	15
4	230	16	15	85	6	9
5	130	11	11	43	6	7
6	52	7	7	16	4	4
7	13	4	4	4	2	2
8	2	1	1	2	1	1

Tableau 6

Coefficients de corrélation $\rho(i,j)$ entre les contenus des échelles i et j dans le cas d'expériences photonucléaires réelles (voir texte).

6A

i \ j	2	3	4	5	6	7	8
1	0,34	-0,15	0,08	0,07	-0,14	-0,18	-0,08
2		-0,22	0,25	0,06	-0,21	-0,08	-0,19
3			-0,12	0,09	-0,02	0,17	0,07
4				0,45	0,18	-0,19	-0,10
5					0,55	0,09	0,07
6						-0,05	0,25
7							0,26

6B

i \ j	2	3	4	5	6	7	8
1	0,78	0,26	0,18	0,06	0,12	-0,30	-0,21
2		0,19	0,30	0,10	0,00	-0,16	-0,24
3			-0,07	0,05	0,04	0,02	0,29
4				0,45	0,20	-0,27	-0,14
5					0,56	0,02	0,03
6						-0,08	0,23
7							0,25

6C

i \ j	2	3	4	5	6	7	8
1	-0,74	-0,19	-0,55	-0,44	-0,17	-0,19	-0,02
2		0,04	0,18	0,00	-0,29	-0,04	-0,22
3			-0,12	0,08	0,02	0,22	0,08
4				0,44	0,20	-0,17	-0,09
5					0,56	0,11	0,08
6						-0,03	0,25
7							0,26

D'autre part, il a été calculé pour chaque $\sigma^{(i)}$,l'écart type de la distribution de la série des 10 mesures. Le tableau 7 représente ces divers résultats, tandis que le tableau 8 représente les coefficients de corrélation entre les divers $\sigma^{(i)}$ et $\sigma^{(j)}$. L'examen de ces derniers tableaux montre que les divers $\sigma^{(i)}$ calculés sont corrélés entre eux,et que les hypothèses faites sur la nature statistique des échelles entraînent que :

la barre d'erreur sur $\sigma^{(1)}$ est environ 50 % trop faible
celle sur σ^{2} et celle sur σ^{3} sont convenables
celles sur σ^{i} avec $i \geqslant 4$ sont trop grandes.

Ceci montre que les hypothèses faites entraînent des calculs d'imprécision sur les $\sigma^{(i)}$,avec $i \geqslant 2$,légèrement pessimiste.

Il est donc très intéressant de bien connaître le comportement statistique des échelles de comptage ; malheureusement ceci est très difficile,car il faut pour cela faire un grand nombre d'expériences identiques ce qui, d'une part, n'est pas possible pour des raisons de temps d'accélérateur linéaire et que, d'autre part, compte tenu de nos conditions expérimentales, deux expériences ne sont <u>jamais</u> faites exactement dans les mêmes conditions.

En conclusion, les barres d'erreur sur nos mesures $\sigma^{(i)}$ avec $i \geqslant 2$ ont été déterminées avec les deux hypothèses précédentes ,et il faut garder en mémoire que les imprécisions ainsi calculées sont légèrement trop grandes.

Tableau 7

Etude des $\sigma^{(i)}$ sur une série de 10 expériences faites sur le Pb ; $\overline{\sigma^{(i)}}$, $\overline{\Delta\sigma^{(i)}}$ sont les moyennes des σ^{i} et des $\Delta\sigma^{(i)}$; la dernière colonne représente l'écart type de la distribution des $\sigma^{(i)}$.

i	$\overline{\sigma^{(i)}}$ (mb)	$\overline{\Delta\sigma^{(i)}}$ (mb)	Ecart type $\sigma^{(i)}$ (mb)
1	20,8	6,0	9,3
2	11,2	2,5	3,1
3	11,9	2,5	2,7
4	13,4	3,6	1,0
5	9,6	4,6	1,5
6	5,9	4,5	1,7
7	2,9	3,2	1,9
8	1,2	1,9	1,0

Tableau 8

Coefficients de corrélation $\rho(i,j)$ entre les diverses sections efficaces $\sigma^{(i)}$.

i \ j	2	3	4	5	6	7	8
1	0,43	-0,46	-0,52	-0,55	0,14	-0,16	0,29
2		-0,83	0,15	-0,27	-0,26	-0,67	-0,24
3			-0,11	0,28	0,19	0,56	0,16
4				0,33	-0,08	0,01	-0,83
5					0,38	-0,30	-0,30
6						0,05	-0,16
7							0,15

Annexe H

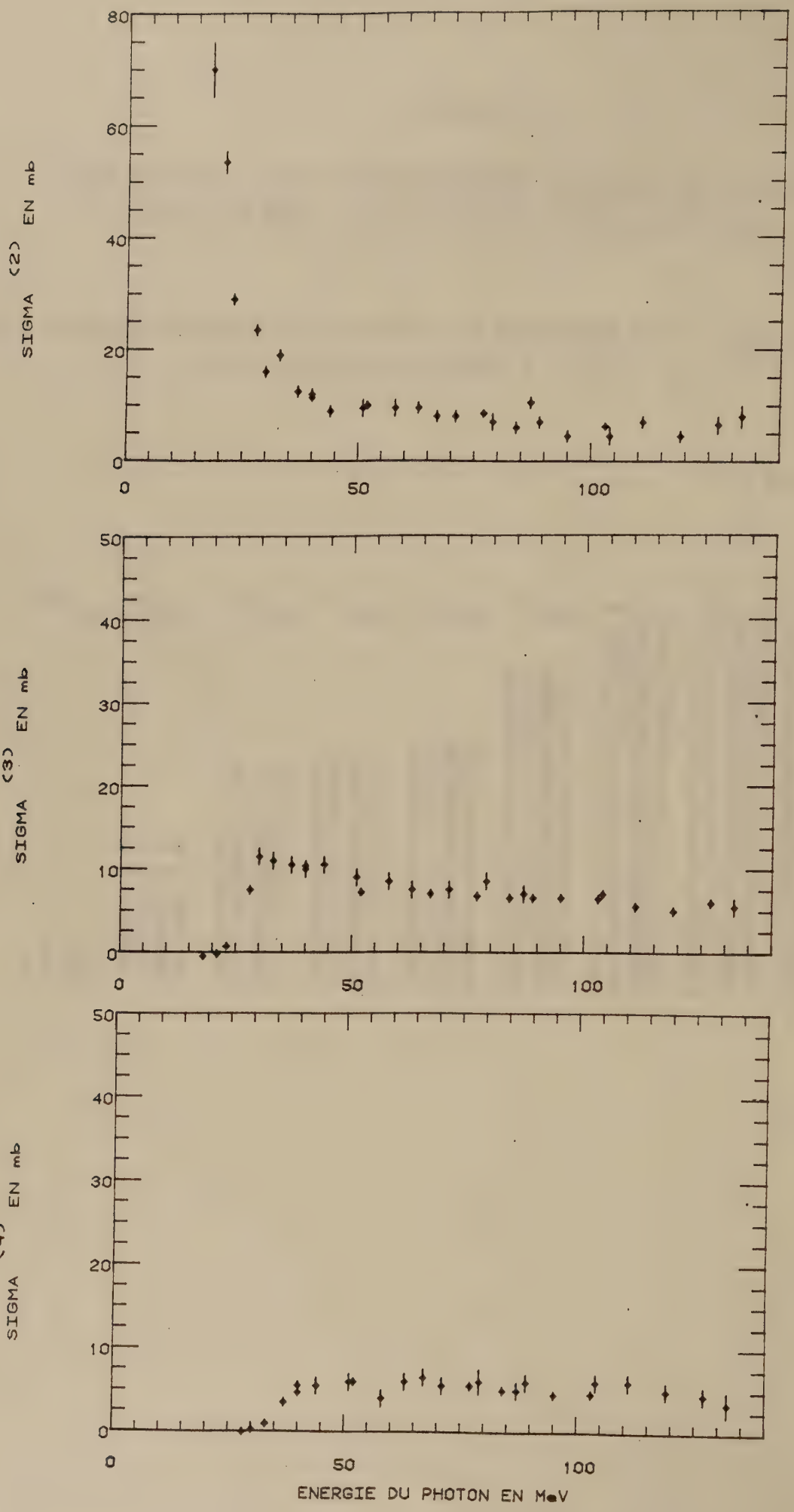
RESULTATS EXPERIMENTAUX PHOTONEUTRONIQUES DE 30 A 140 MeV POUR LES NOYAUX ETAIN, CERIUM, TANTALE, PLOMB ET URANIUM

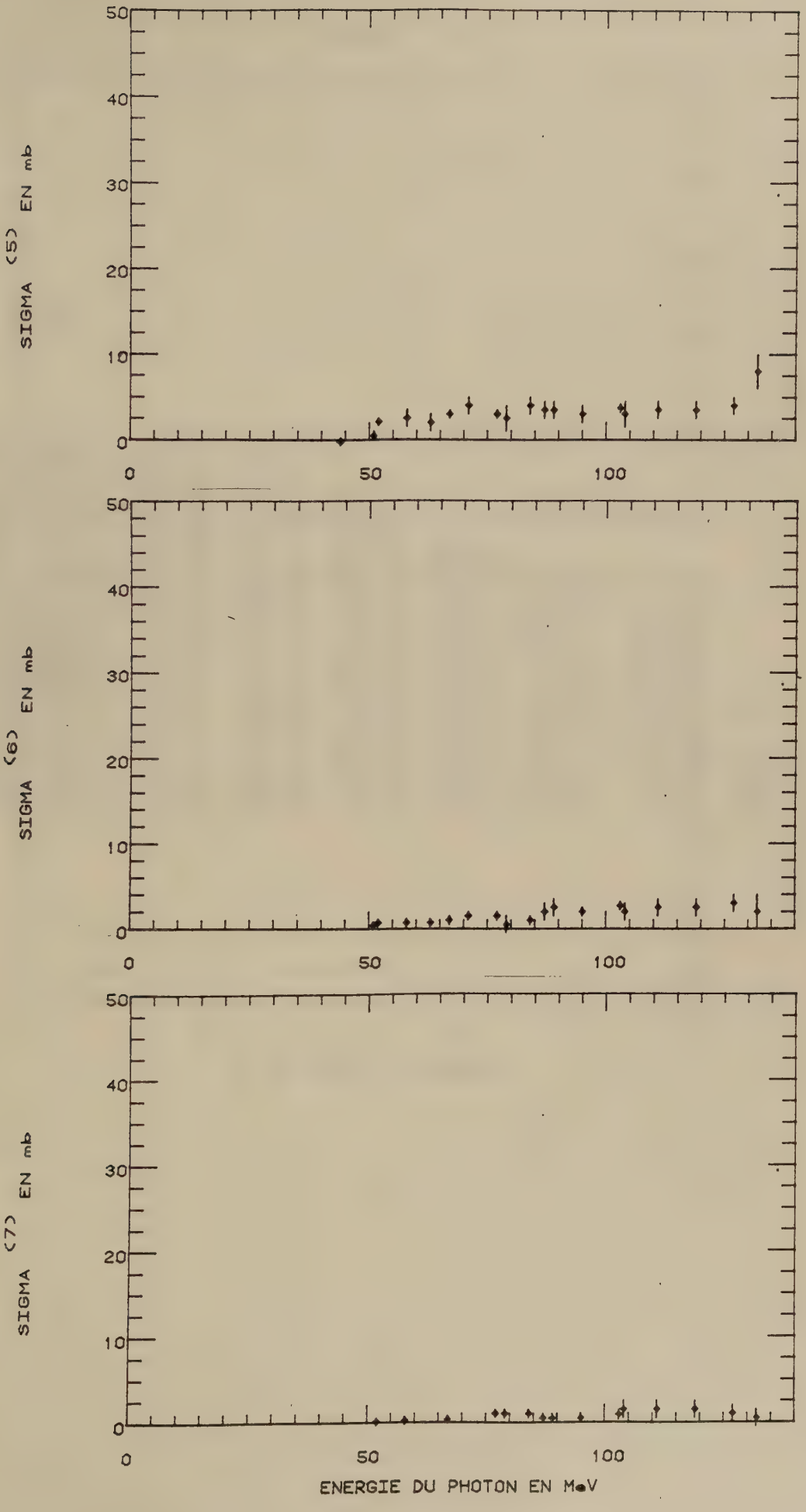
I. Tables des valeurs numériques et graphiques des sections efficaces photonucléaires $\sigma^{(i)} = \sum_{j=i} \sigma(\gamma,jn...)$ pour Sn, Ce, Ta, Pb et U.

I.1. ETAIN

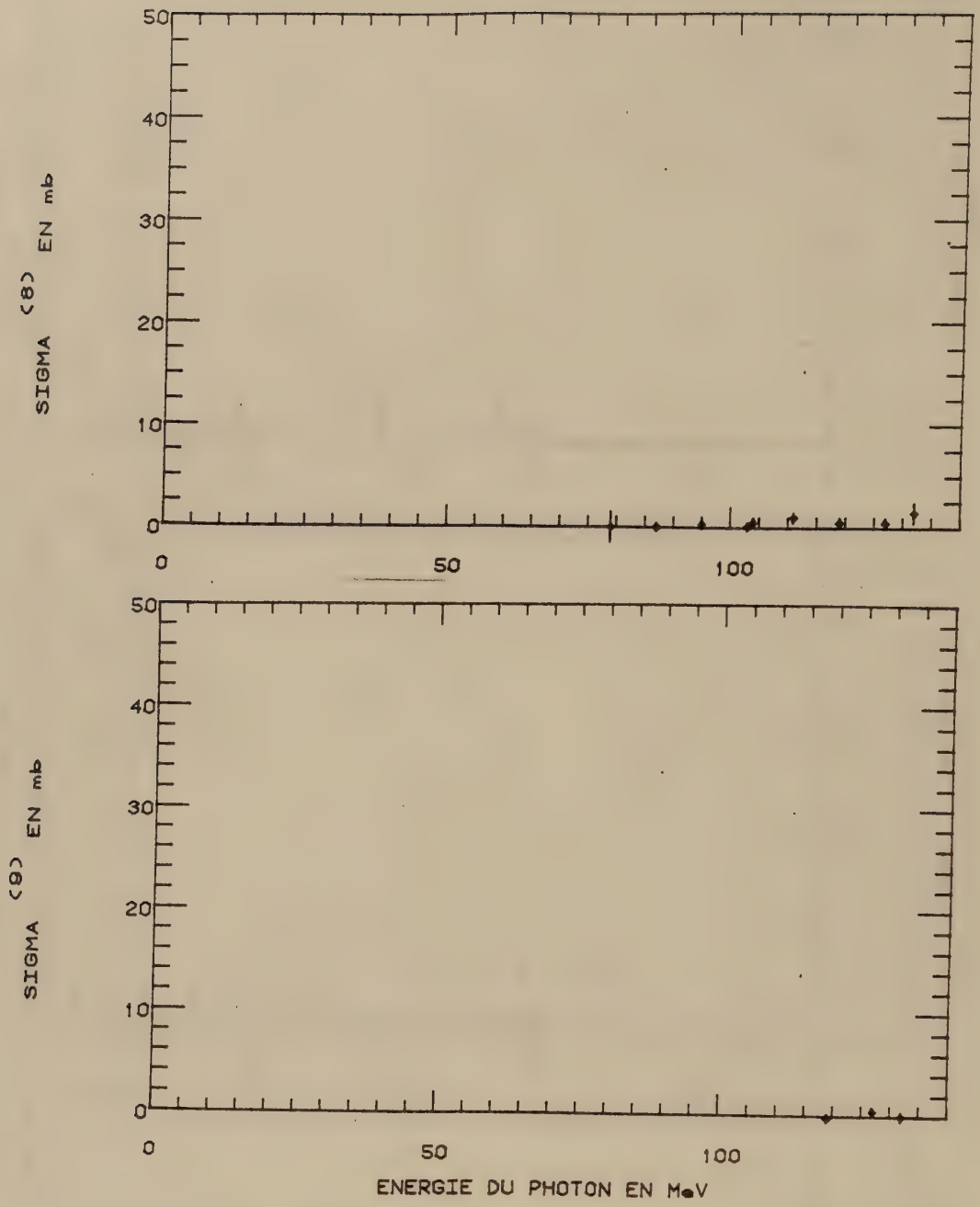
E MeV	(2n) SIGMA	(3n) SIGMA	(4n) SIGMA	(5n) SIGMA	(6n) SIGMA	(7n) SIGMA	(8n) SIGMA	(9n) SIGMA
18.0	70.0± 5.0	-0.5± 0.2						
21.0	53.5± 2.0	-0.2± 0.4						
23.0	29.0± 1.0	0.7± 0.2						
28.0	23.5± 1.0	7.5± 0.5	-0.1± 0.1					
30.0	16.0± 1.0	11.5± 1.0	0.2± 0.2					
33.0	19.0± 1.0	11.0± 1.0	0.9± 0.2					
37.0	12.5± 1.0	10.5± 1.0	3.5± 0.5					
40.0	11.4± 0.5	10.4± 0.4	4.7± 0.3					
40.0	12.0± 1.0	10.0± 1.0	5.5± 0.5					
44.0	9.0± 1.0	10.5± 1.0	5.5± 1.0	-0.2± 0.2				
51.0	9.5± 1.5	9.0± 1.0	6.0± 1.0	0.5± 0.5	0.4± 0.4			
52.0	10.0± 0.5	7.2± 0.3	6.0± 0.3	2.1± 0.3	0.7± 0.2	0.1± 0.2		
58.0	9.5± 1.5	8.5± 1.0	4.0± 1.0	2.5± 1.0	0.7± 0.5	0.2± 0.3		
63.0	9.5± 1.0	7.5± 1.0	6.0± 1.0	2.0± 1.0	0.7± 0.3			
67.0	8.0± 1.0	7.0± 0.5	6.5± 1.0	3.0± 0.5	1.0± 0.5	0.3± 0.2		
71.0	8.0± 1.0	7.5± 1.0	5.5± 1.0	4.0± 1.0	1.5± 0.5			
77.0	8.5± 0.5	6.7± 0.5	5.5± 0.5	3.0± 0.5	1.5± 0.5	1.0± 0.2		
79.0	7.0± 1.5	8.5± 1.0	6.0± 1.5	2.5± 1.5	0.5± 1.0	1.0± 0.5	0.0± 1.5	
84.0	6.0± 1.0	6.5± 0.5	5.0± 0.5	4.0± 1.0	1.0± 0.5	1.0± 0.5		
87.0	10.5± 1.0	7.0± 1.0	5.0± 1.0	3.5± 1.0	2.0± 1.0	0.5± 0.5	0.0± 0.3	
89.0	7.0± 1.0	6.5± 0.5	6.0± 1.0	3.5± 1.0	2.5± 1.0	0.5± 0.5		
95.0	4.5± 1.0	6.5± 0.5	4.5± 0.5	3.0± 1.0	2.0± 0.5	0.5± 0.5	-0.3± 0.2	
103.0	6.2± 0.6	6.4± 0.5	4.6± 0.5	3.7± 0.5	2.7± 0.5	0.9± 0.6	0.1± 0.3	
104.0	4.5± 1.5	7.0± 0.1	6.0± 1.0	3.0± 1.5	2.0± 1.0	1.5± 1.0	0.5± 0.5	
111.0	7.0± 1.0	5.5± 0.5	6.0± 1.0	3.5± 1.0	2.5± 1.0	1.5± 1.0	1.0± 0.5	
119.0	4.5± 1.0	5.0± 0.5	5.0± 1.0	3.5± 1.0	2.5± 1.0	1.5± 1.0	0.5± 0.5	-0.2± 0.1
127.0	6.5± 1.5	6.0± 0.5	4.5± 1.0	4.0± 1.0	3.0± 1.0	1.0± 1.0	0.5± 0.5	0.5± 0.3
132.0	8.0± 2.0	5.5± 1.0	3.5± 1.5	0.0± 2.0	2.0± 2.0	0.5± 1.0	1.5± 1.0	0.0± 0.5

ETAIN


SIGMA (2) EN mb
80
60
40
20
0
0
50
100
SIGMA (3) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
SIGMA (4) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

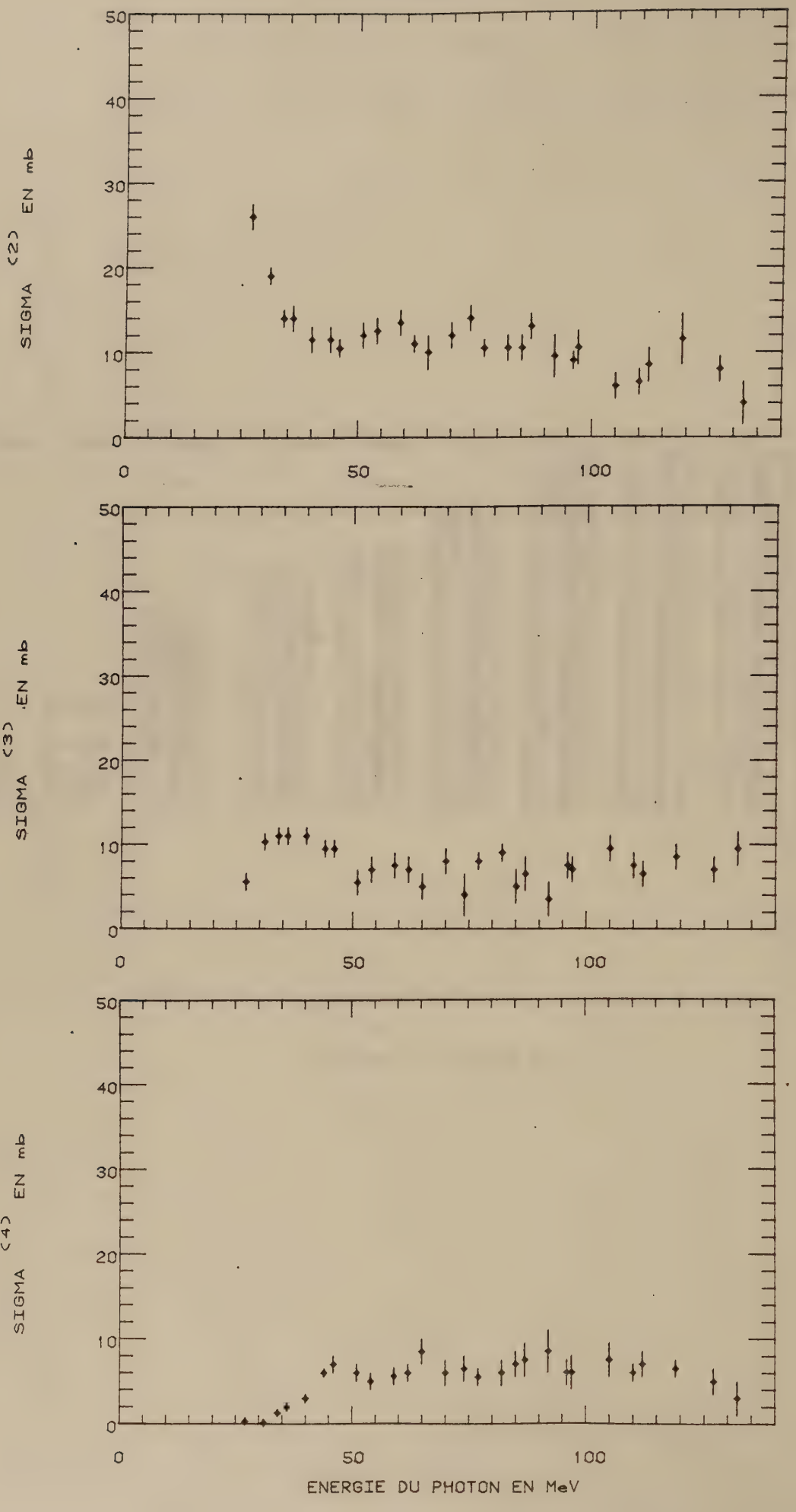

SIGMA (5) EN mb
SIGMA (6) EN mb
SIGMA (7) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

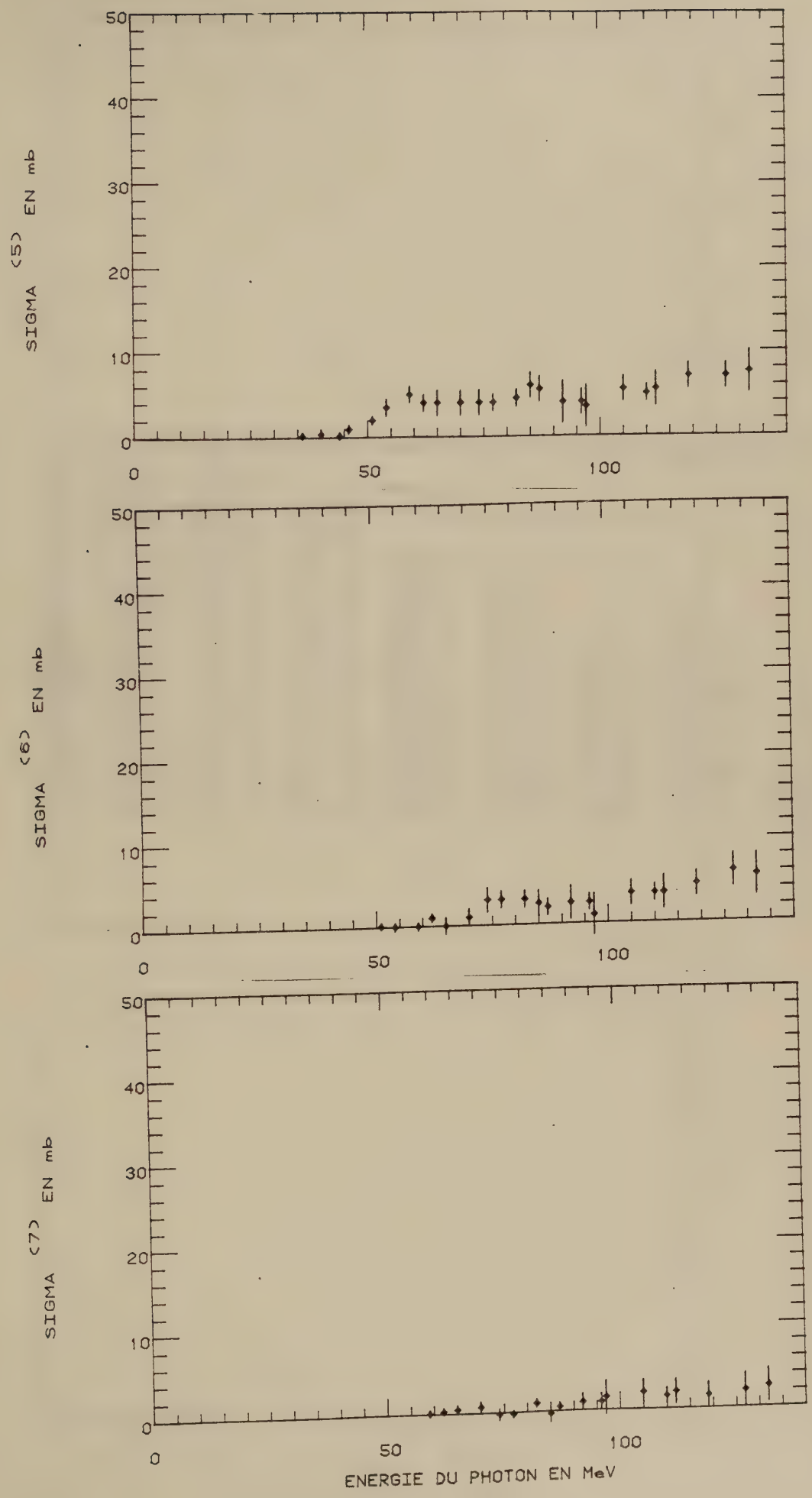
ETAIN


SIGMA (8) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
SIGMA (9) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

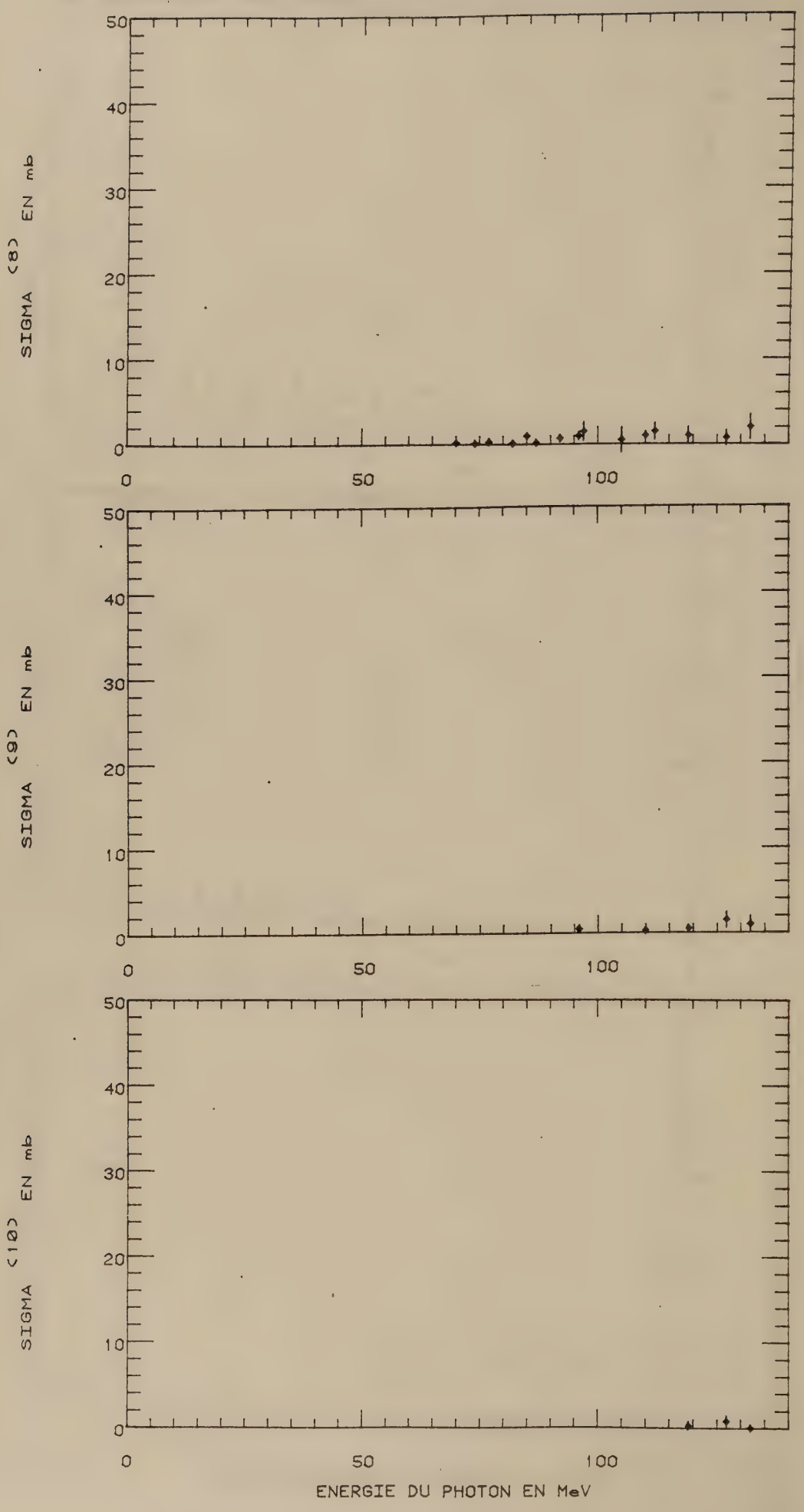
I.2. CERIUM

E MeV	(2n) SIGMA	(3n) SIGMA	(4n) SIGMA	(5n) SIGMA	(6n) SIGMA	(7n) SIGMA	(8n) SIGMA	(9n) SIGMA	(10n) SIGMA
27.0	26.0± 1.5	5.6± 1.0	0.3± 0.1						
31.0	19.0± 1.0	10.3± 1.0	0.1± 0.3						
34.0	14.0± 1.0	11.0± 1.0	1.3± 0.3						
36.0	14.0± 1.5	11.0± 1.0	2.0± 0.5	0.2± 0.1					
40.0	11.5± 1.5	11.0± 1.0	3.0± 0.5	0.4± 0.2					
44.0	11.5± 1.5	9.5± 1.0	6.0± 0.5	0.2± 0.3					
46.0	10.5± 1.0	9.5± 1.0	7.0± 1.0	1.0± 0.5					
51.0	12.0± 1.5	5.5± 1.5	6.0± 1.0	2.0± 0.5	0.1± 0.2				
54.0	12.5± 1.5	7.0± 1.5	5.0± 1.0	3.5± 1.0	0.0± 0.5				
59.0	13.5± 1.5	7.5± 1.5	5.6± 1.0	5.0± 1.0	0.0± 0.5	0.1± 0.2			
62.0	11.0± 1.0	7.0± 1.5	6.0± 1.0	4.0± 1.0	1.0± 0.5	0.3± 0.2			
65.0	10.0± 2.0	5.0± 1.5	8.5± 1.5	4.0± 1.5	0.0± 1.0	0.5± 0.5			
70.0	12.0± 1.5	8.0± 1.5	6.0± 1.5	4.0± 1.5	1.0± 1.0	0.7± 0.7	0.2± 0.3		
74.0	14.0± 1.5	4.0± 2.5	6.5± 1.5	4.0± 1.5	3.0± 1.5	-0.2± 0.7	0.1± 0.3		
77.0	10.5± 1.0	8.0± 1.0	5.5± 1.0	4.0± 1.0	3.0± 1.0	-0.2± 0.3	0.3± 0.4		
82.0	10.5± 1.5	9.0± 1.0	6.0± 1.5	4.5± 1.0	3.0± 1.0	1.0± 0.5	0.1± 0.2		
85.0	10.5± 1.5	9.0± 2.0	7.0± 1.5	6.0± 1.5	2.5± 1.5	-0.3± 1.0	1.0± 0.3		
87.0	13.0± 1.5	6.5± 2.0	7.5± 2.0	5.5± 1.5	2.0± 1.0	0.5± 0.5	0.2± 0.4		
92.0	9.5± 2.5	3.5± 2.0	8.5± 2.5	4.0± 2.5	2.5± 2.0	1.0± 1.0	0.7± 0.4		
96.0	9.0± 1.0	7.5± 1.5	6.0± 1.5	4.0± 1.5	2.5± 1.0	1.0± 1.0	1.0± 0.5	0.5± 0.5	
97.0	10.5± 2.0	7.0± 1.5	6.0± 2.0	3.5± 2.5	1.0± 2.5	1.5± 2.0	1.5± 1.1		
105.0	6.0± 1.5	9.5± 1.5	7.5± 2.0	5.5± 1.5	3.5± 1.5	2.0± 1.5	0.5± 1.5		
110.0	6.5± 1.5	7.5± 1.5	6.0± 1.0	5.0± 1.0	3.5± 1.0	1.5± 1.0	1.0± 0.5	0.3± 0.5	
112.0	8.5± 2.0	6.5± 1.5	7.0± 1.5	5.5± 2.0	3.5± 2.0	2.0± 1.5	1.5± 1.0		
119.0	11.5± 3.0	8.5± 1.5	6.5± 1.0	7.0± 1.5	4.5± 1.5	1.5± 1.5	1.0± 1.0	0.5± 0.4	0.3± 0.5
127.0	8.0± 1.5	7.0± 1.5	5.0± 1.5	7.0± 1.5	6.0± 2.0	2.0± 2.0	0.7± 0.9	1.5± 1.0	0.8± 0.7
132.0	4.0± 2.5	9.5± 2.0	3.0± 2.0	7.5± 2.5	5.5± 2.5	2.5± 2.0	2.0± 1.5	1.0± 1.0	0.0± 0.4


SIGMA (2) EN mb
SIGMA (3) EN mb
SIGMA (4) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV


SIGMA (5) EN mb
SIGMA (6) EN mb
SIGMA (7) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

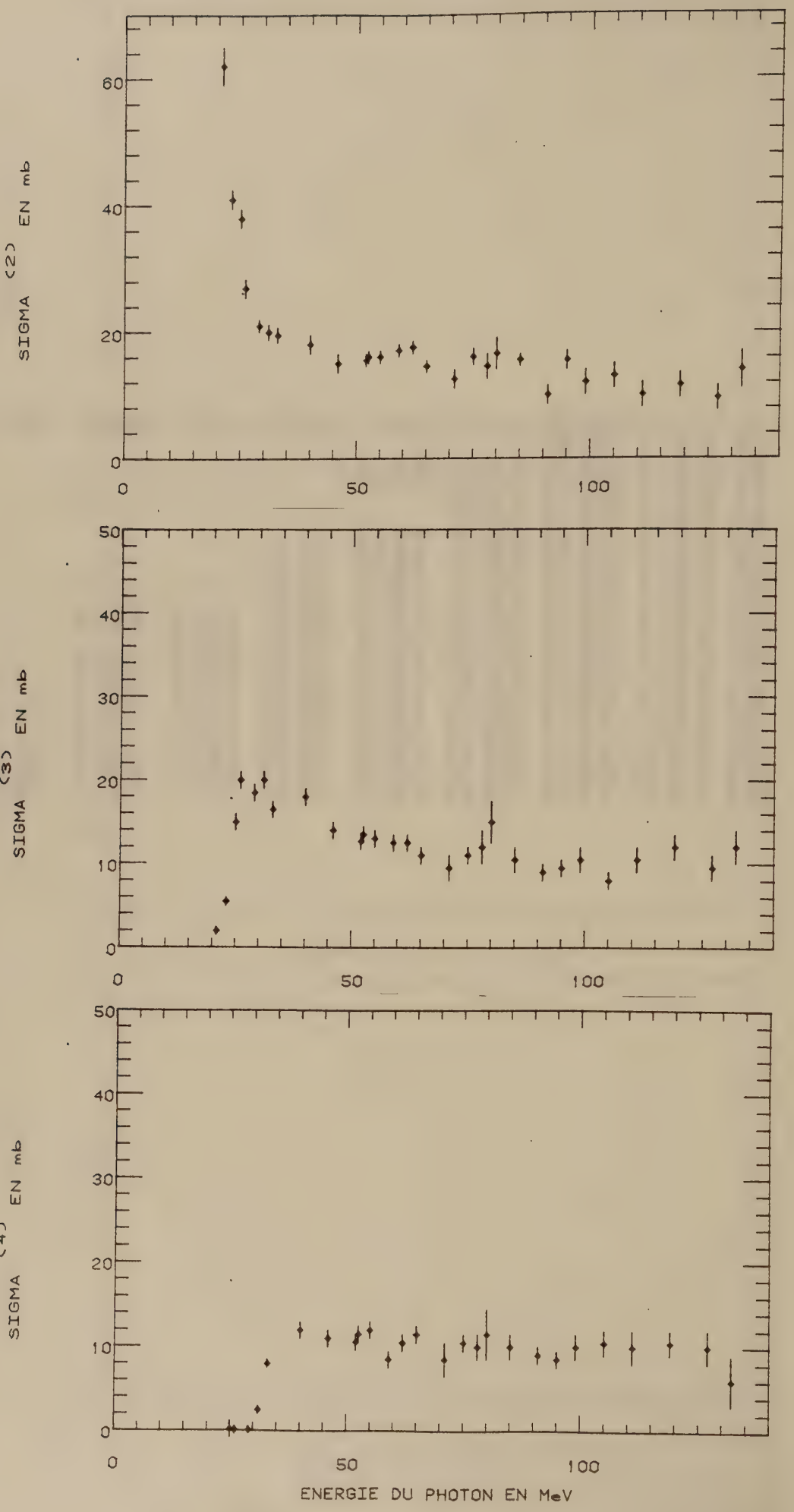
CERIUM


SIGMA <8> EN mb
SIGMA <9> EN mb
SIGMA <10> EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

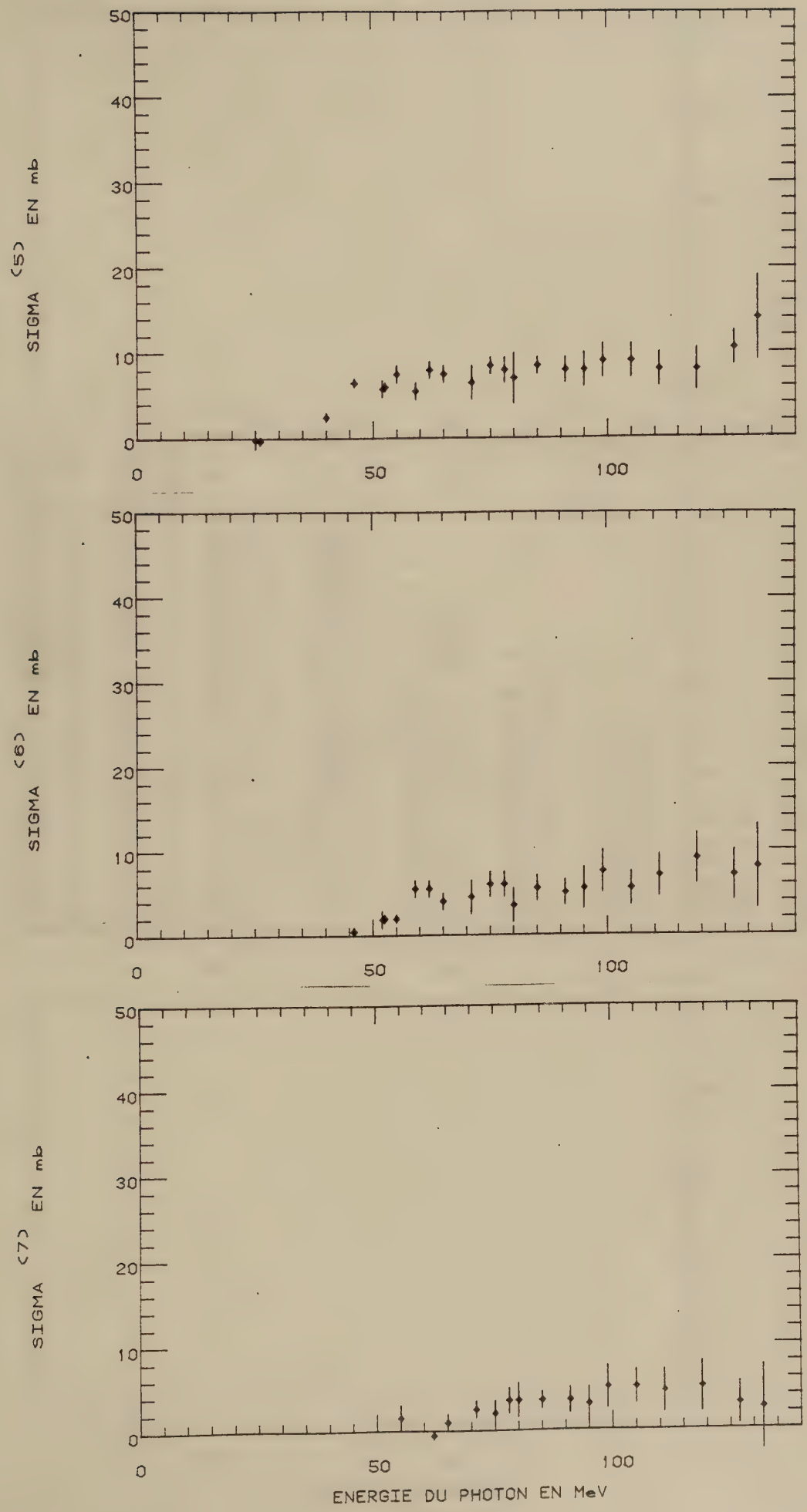
I.3. TANTALE

E MeV	(2n) SIGMA	(3n) SIGMA	(4n) SIGMA	(5n) SIGMA	(6n) SIGMA	(7n) SIGMA	(8n) SIGMA	(9n) SIGMA	(10n) SIGMA
21.0	62.0± 3.0	2.0± 0.5							
23.0	41.0± 1.5	5.5± 0.5							
25.0	38.0± 1.5	15.0± 1.0	0.2± 1.0	-0.2± 1.0					
26.0	27.0± 1.5	20.0± 1.0	0.1± 0.5	-0.3± 0.5					
29.0	21.0± 1.0	18.5± 1.0	0.1± 0.2						
31.0	20.0± 1.2	20.0± 1.0	2.5± 0.5						
33.0	19.5± 1.2	16.5± 1.0	0.0± 0.5						
40.0	18.0± 1.5	18.0± 1.0	12.0± 1.0	2.5± 0.5					
46.0	15.0± 1.5	14.0± 1.0	11.0± 1.0	6.5± 0.5	0.5± 0.5				
52.0	15.5± 1.0	12.7± 1.0	10.6± 1.0	5.0± 1.0	1.9± 1.0				
52.5	16.0± 1.0	13.5± 1.0	11.5± 1.0	6.0± 0.5	2.0± 0.5				
55.0	16.0± 1.0	13.0± 1.0	12.0± 1.0	7.5± 1.0	2.0± 0.5	1.5± 1.5			
59.0	17.0± 1.0	12.5± 1.0	8.5± 1.0	5.5± 1.0	5.5± 1.0				
62.0	17.5± 1.0	12.5± 1.0	10.5± 1.0	8.0± 1.0	5.5± 1.0	-0.5± 0.5	0.1± 0.5		
65.0	14.5± 1.0	11.0± 1.0	11.5± 1.0	7.5± 1.0	4.0± 1.0	1.0± 1.0	0.5± 0.5		
71.0	12.5± 1.5	9.5± 1.5	8.5± 2.0	6.5± 2.0	4.5± 2.0	2.5± 1.0			
75.0	16.0± 1.3	11.0± 1.0	10.5± 1.0	8.5± 1.0	6.0± 1.5	2.0± 1.5	1.0± 1.0		
78.0	14.5± 2.0	12.0± 2.0	10.0± 1.5	8.0± 1.5	6.0± 1.5	3.5± 1.5	2.2± 0.5		
80.0	16.5± 2.5	15.0± 2.5	11.5± 3.0	7.0± 3.0	3.5± 2.0	3.5± 2.0	2.5± 1.5		
85.0	15.5± 1.0	10.5± 1.5	10.0± 1.5	8.5± 1.0	5.5± 1.5	3.5± 1.0	1.5± 1.0	0.1± 1.0	
91.0	10.0± 1.5	9.0± 1.0	9.0± 1.0	8.0± 1.5	5.0± 1.5	3.5± 1.5	3.0± 1.0		
95.0	15.5± 1.5	9.5± 1.0	8.5± 1.0	8.0± 2.0	5.5± 2.5	3.0± 2.0	3.0± 1.5	1.5± 1.5	
99.0	12.0± 2.0	10.5± 1.5	10.0± 1.5	9.0± 2.0	7.5± 2.5	5.0± 2.5	3.5± 1.5		
105.0	13.0± 2.0	8.0± 1.0	10.5± 1.5	9.0± 2.0	5.5± 2.0	5.0± 2.0	4.0± 1.5		
111.0	10.0± 2.0	10.5± 1.5	10.0± 2.0	8.0± 2.0	7.0± 2.5	4.5± 2.5	4.0± 2.5	1.5± 3.0	1.0± 3.0
119.0	11.5± 2.0	12.0± 1.5	10.5± 1.5	8.0± 2.5	9.0± 3.0	5.0± 3.0	2.0± 1.5	1.5± 1.0	1.5± 0.5
127.0	9.5± 2.0	9.5± 1.5	10.0± 2.0	10.5± 2.0	7.0± 3.0	3.0± 2.5	3.5± 2.5	3.5± 2.0	2.5± 1.0
132.0	14.0± 3.0	12.0± 2.0	6.0± 3.0	14.0± 5.0	8.0± 5.0	2.5± 5.0	4.0± 5.0	3.0± 3.0	3.0± 2.0

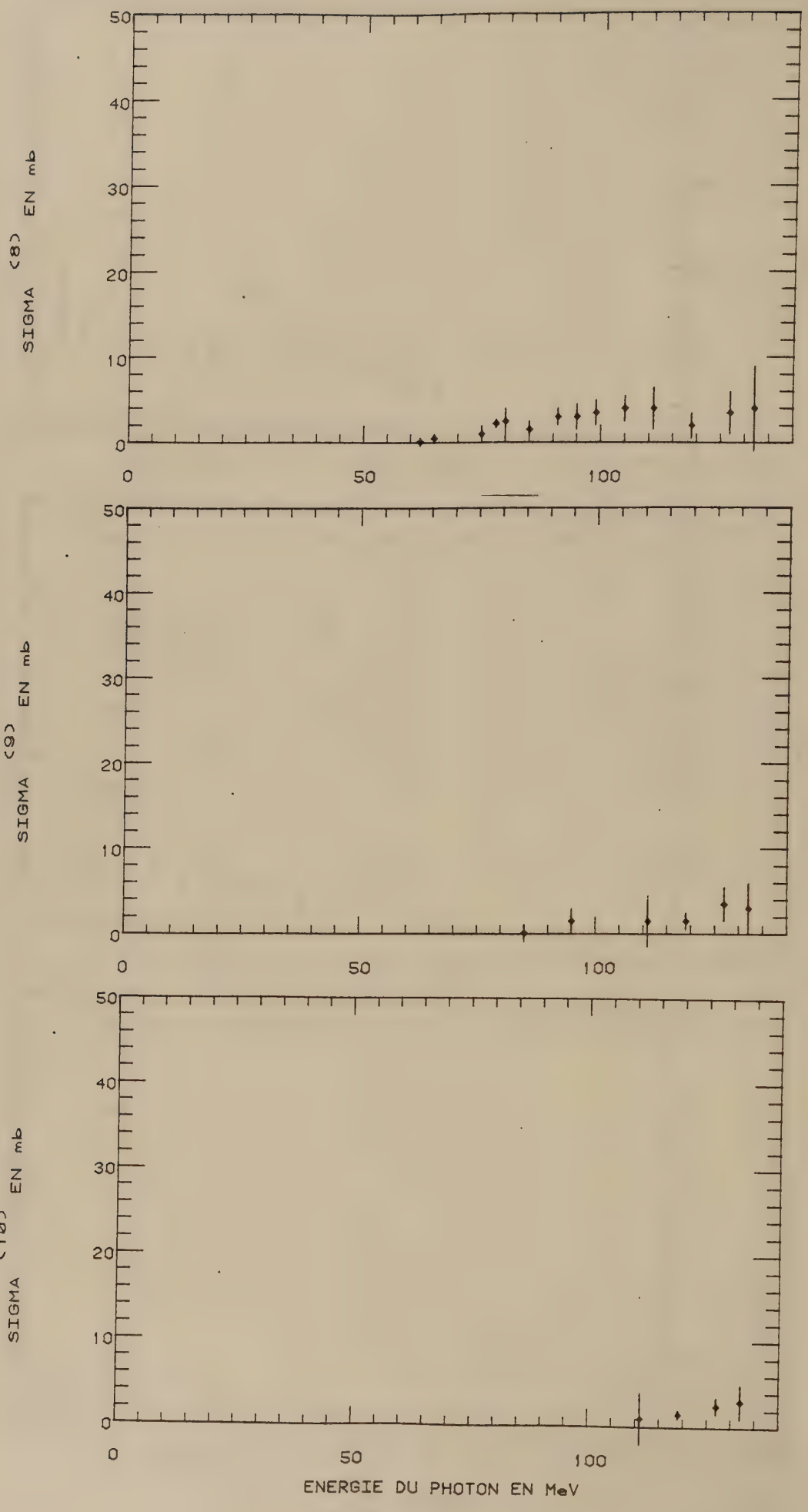
TANTALE


SIGMA (2) EN mb
60
40
20
0
0
50
100
SIGMA (3) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
SIGMA (4) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

TANTALE


SIGMA (5) EN mb
SIGMA (6) EN mb
SIGMA (7) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

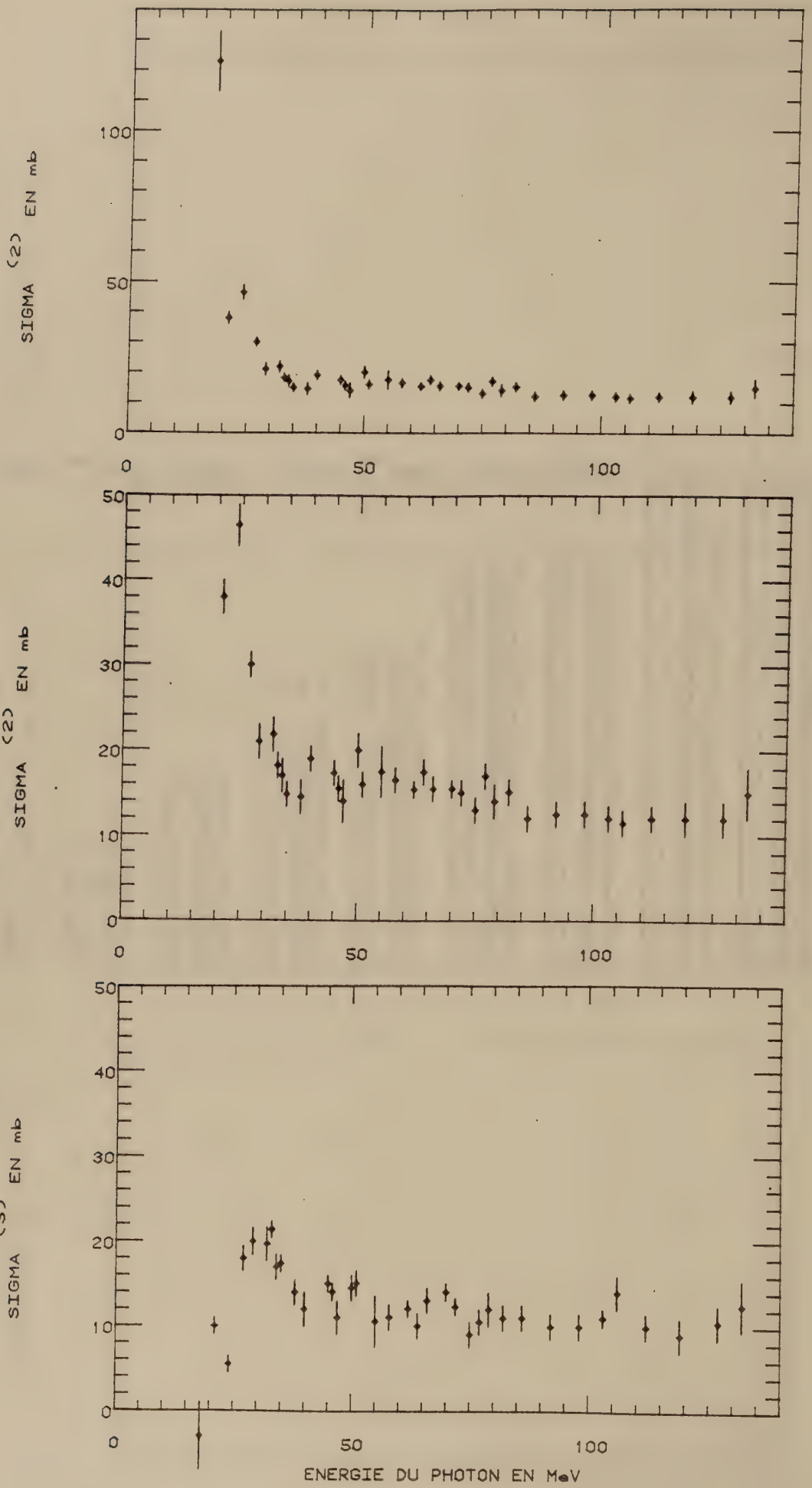
TANTALE

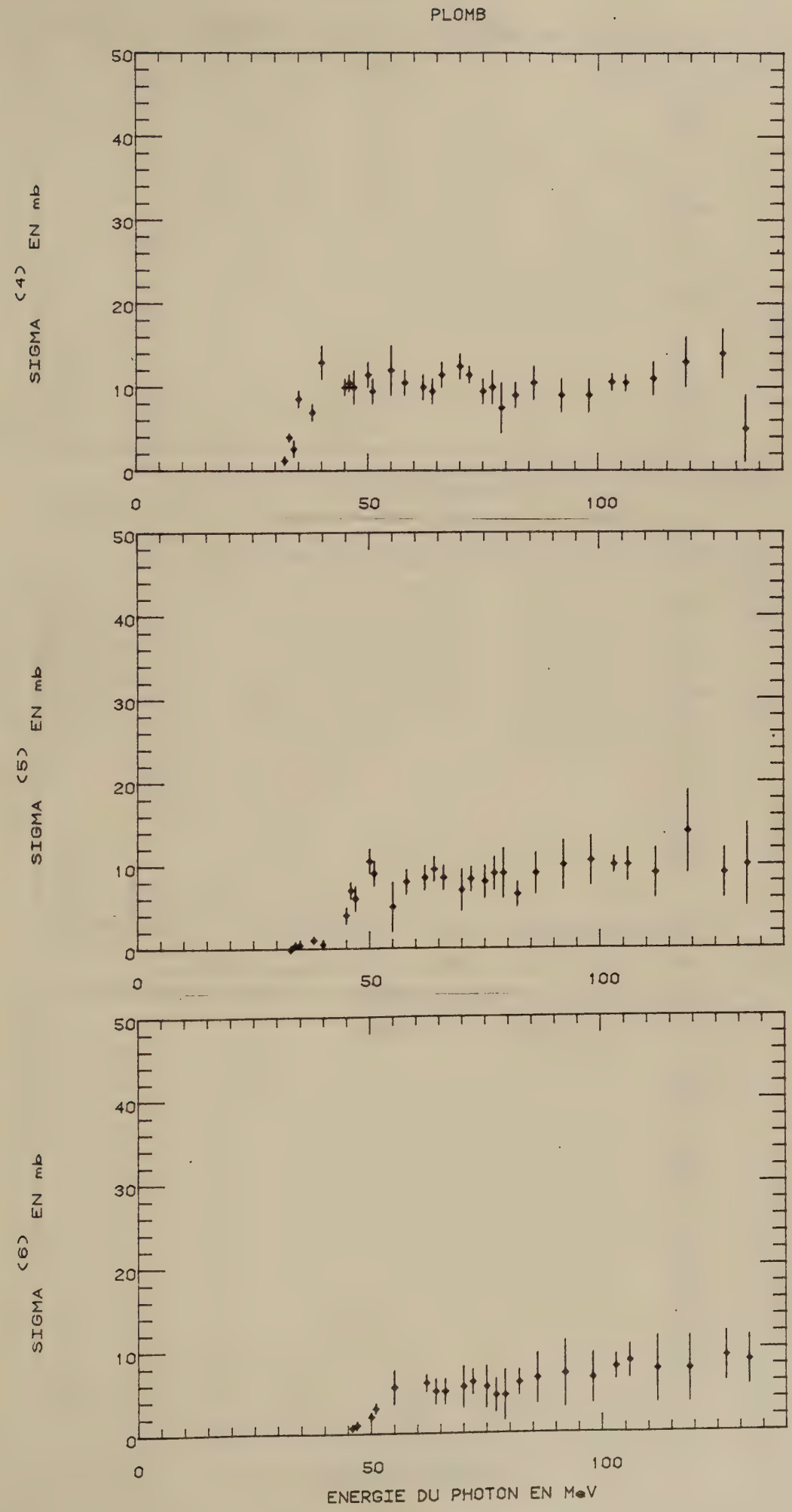

SIGMA (8) EN mb
SIGMA (9) EN mb
SIGMA (10) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

I.4. PLOMB

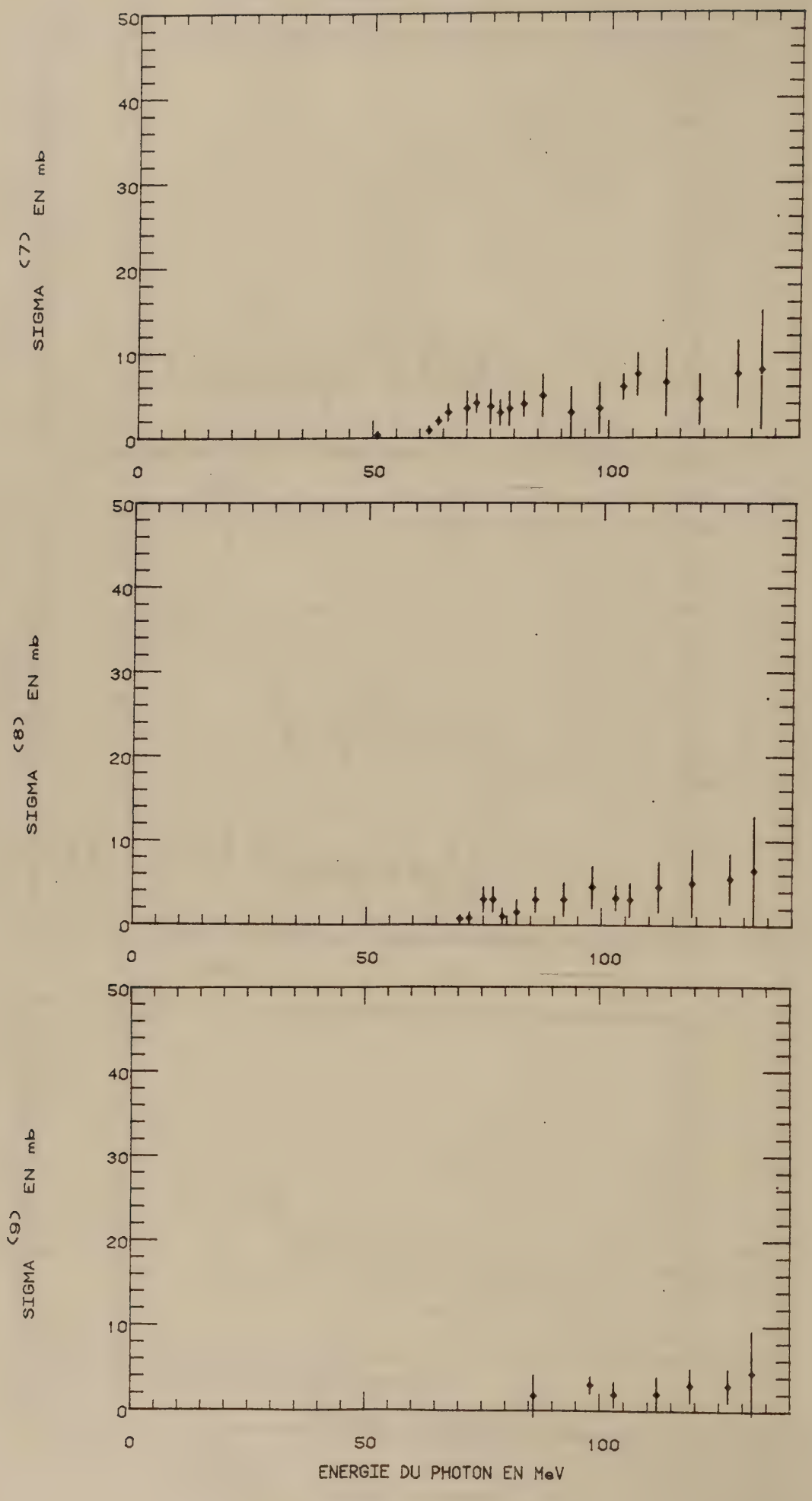
E MeV	(2n) SIGMA	(3n) SIGMA	(4n) SIGMA	(5n) SIGMA	(6n) SIGMA	(7n) SIGMA	(8n) SIGMA	(9n) SIGMA	(10n) SIGMA	(11n) SIGMA
18.0	123.0± 10.0	-3.0± 4.0								
21.0	38.0± 2.0	10.0± 1.0								
24.0	46.5± 2.5	5.5± 1.0								
27.0	30.0± 1.5	18.0± 1.5								
29.0	21.0± 2.0	20.0± 1.6								
32.0	21.0± 2.0	19.7± 2.0	1.2± 0.5							
33.0	18.2± 1.5	21.4± 1.0	4.0± 0.5	-0.1± 0.3						
34.0	17.0± 2.0	17.0± 1.5	2.6± 1.0	0.4± 0.2						
35.0	14.8± 1.5	17.4± 1.0	0.6± 1.0	0.4± 0.3						
38.0	14.5± 2.0	14.0± 1.5	7.0± 1.0	1.0± 0.4						
40.0	19.0± 1.5	12.0± 2.0	13.0± 2.0	0.5± 0.5						
45.0	17.3± 1.5	15.0± 1.0	10.0± 1.0	4.0± 1.0						
46.0	15.5± 1.5	14.0± 1.0	10.5± 1.0	7.0± 1.0	0.7± 0.3					
47.0	14.0± 2.5	11.0± 2.0	10.0± 2.0	6.0± 1.5	1.0± 0.5					
50.0	20.0± 2.0	14.5± 1.5	11.5± 1.5	10.5± 1.5	2.0± 0.5					
51.0	16.0± 1.5	15.0± 1.5	9.5± 1.5	9.0± 1.5	3.0± 0.6	0.3± 0.2				
55.0	17.5± 3.0	10.5± 3.0	12.0± 3.0	5.0± 3.0	5.5± 2.0					
58.0	16.5± 1.5	11.0± 1.5	10.5± 1.5	8.0± 1.5						
62.0	15.4± 1.0	12.0± 1.0	10.0± 1.5	8.5± 1.5	5.0± 1.0	0.9± 0.5				
64.0	17.3± 1.5	10.0± 1.5	9.5± 1.5	9.5± 1.5	5.0± 1.5	2.0± 0.5				
66.0	15.5± 1.5	13.0± 1.5	11.5± 1.5	8.5± 1.5	5.0± 1.5	3.0± 1.0				
70.0	15.5± 1.0	14.0± 1.0	12.5± 1.5	7.0± 2.5	5.5± 2.5	3.5± 2.0	0.7± 0.3			
72.0	15.0± 1.5	12.3± 1.0	11.5± 1.0	8.3± 1.5	6.1± 1.5	4.1± 1.1	0.8± 0.7			
75.0	13.0± 1.5	9.0± 1.5	9.5± 1.5	8.0± 2.0	5.5± 2.5	3.7± 2.0	3.0± 1.5			
77.0	17.0± 1.5	10.5± 1.5	10.0± 2.0	9.0± 2.0	4.5± 2.0	3.0± 1.5	3.0± 1.5			
79.0	14.0± 2.0	12.0± 2.0	7.5± 3.0	9.0± 3.0	4.5± 3.0	3.5± 2.0	1.0± 1.0			
82.0	15.1± 1.5	11.0± 1.5	9.0± 1.5	6.5± 1.5	6.0± 1.5	4.0± 1.5	1.5± 1.5			
86.0	12.0± 1.5	11.0± 1.5	10.5± 2.0	9.0± 2.5	6.5± 3.0	5.0± 2.5	3.0± 1.5	1.7± 2.5	0.3± 0.7	
92.0	12.5± 1.5	10.0± 1.5	9.0± 2.0	10.0± 3.0	7.0± 4.0	3.0± 3.0	3.0± 2.0			
98.0	12.5± 1.5	10.0± 1.5	9.0± 2.0	10.5± 3.0	6.5± 3.0	3.5± 3.0	4.5± 2.5	3.0± 1.0		
103.0	12.0± 1.5	11.0± 1.0	10.6± 1.0	10.0± 1.0	7.0± 1.5	6.0± 1.5	3.2± 1.5	1.9± 1.5	1.6± 1.3	
106.0	11.5± 1.5	14.0± 2.0	10.5± 1.0	10.0± 2.0	8.5± 2.0	7.5± 2.5	3.0± 2.0			
112.0	12.0± 1.5	10.0± 1.5	11.0± 2.0	9.0± 3.0	7.5± 4.0	6.5± 4.0	4.5± 3.0	2.0± 2.0	2.0± 2.0	1.0± 1.0
119.0	12.0± 2.0	9.0± 2.0	13.0± 3.0	14.0± 5.0	7.5± 4.0	4.5± 3.0	5.0± 4.0	3.0± 2.0	1.5± 1.1	
127.0	12.0± 2.0	10.5± 2.0	14.0± 3.0	9.0± 3.0	9.0± 3.0	7.5± 4.0	5.5± 3.0	3.0± 2.0	3.0± 2.0	2.0± 1.0
132.0	15.0± 3.0	12.5± 3.0	5.0± 4.0	10.0± 5.0	8.5± 3.0	8.0± 7.0	6.5± 6.5	4.5± 5.0	3.0± 3.0	1.0± 0.5

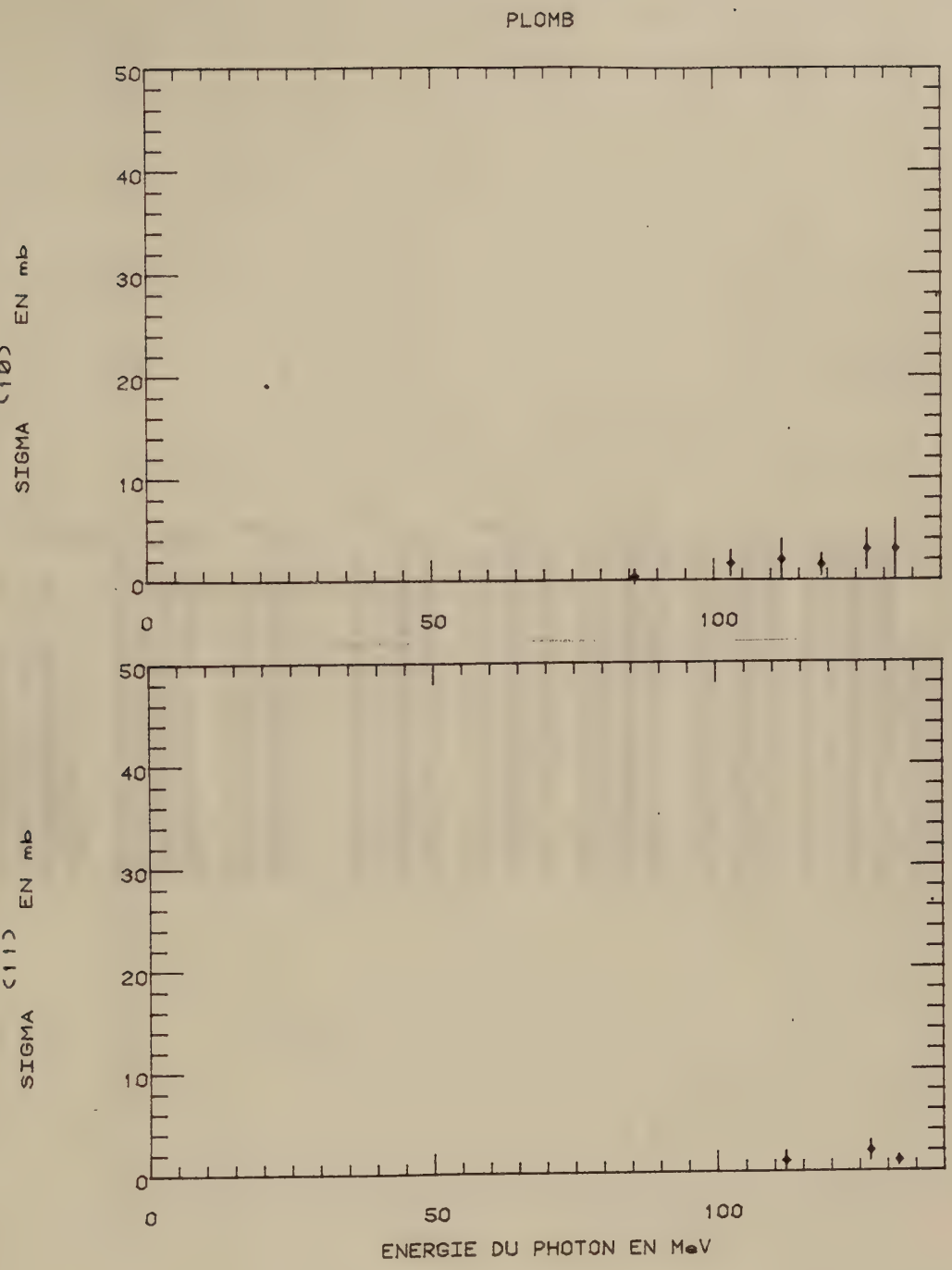
PLOMB


SIGMA (2) EN mb
100
50
0
0
50
100
SIGMA (2) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
SIGMA (3) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV


PLOMB
SIGMA <4> EN mb
SIGMA <5> EN mb
SIGMA <6> EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

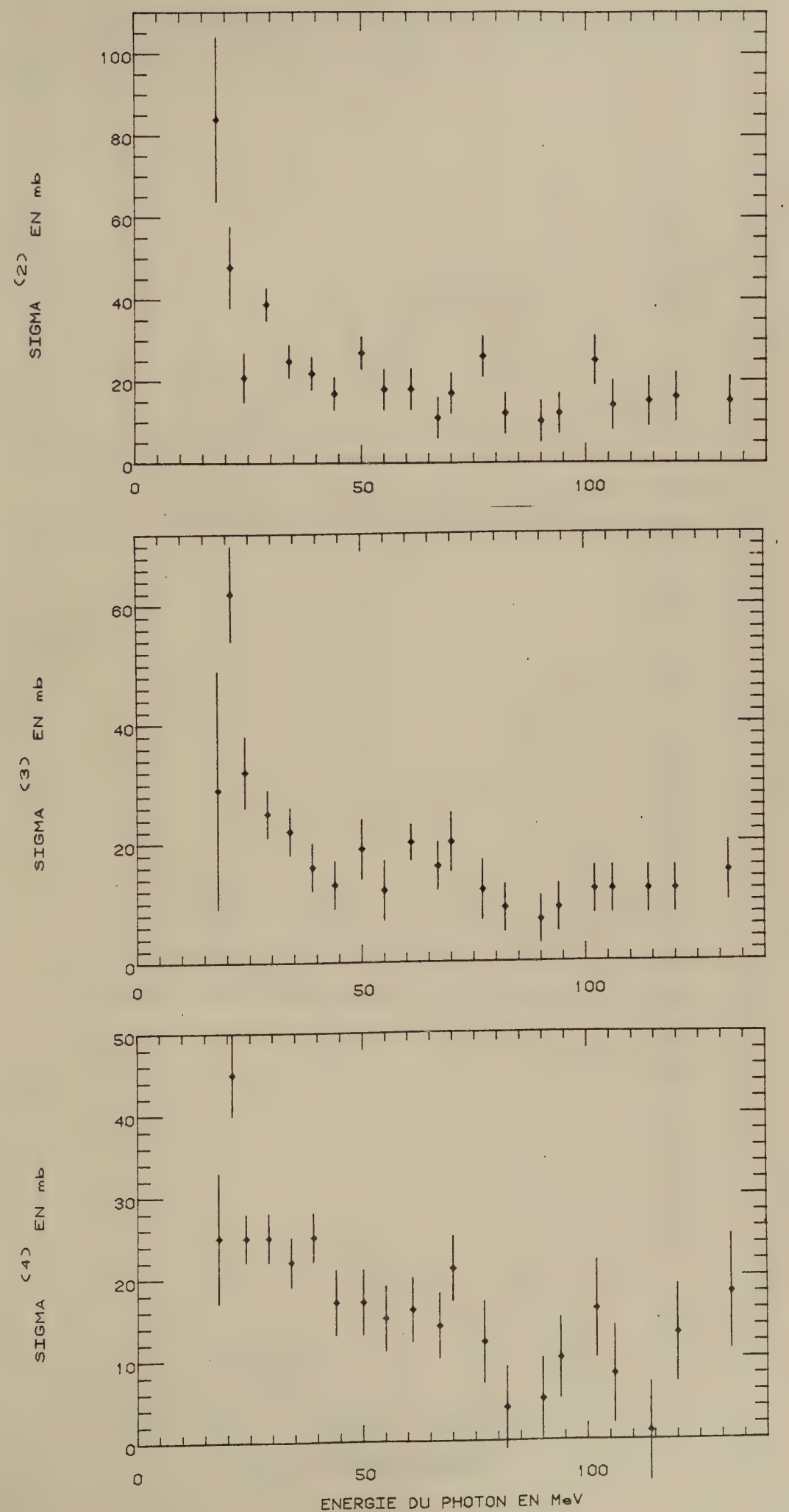
PLOMB

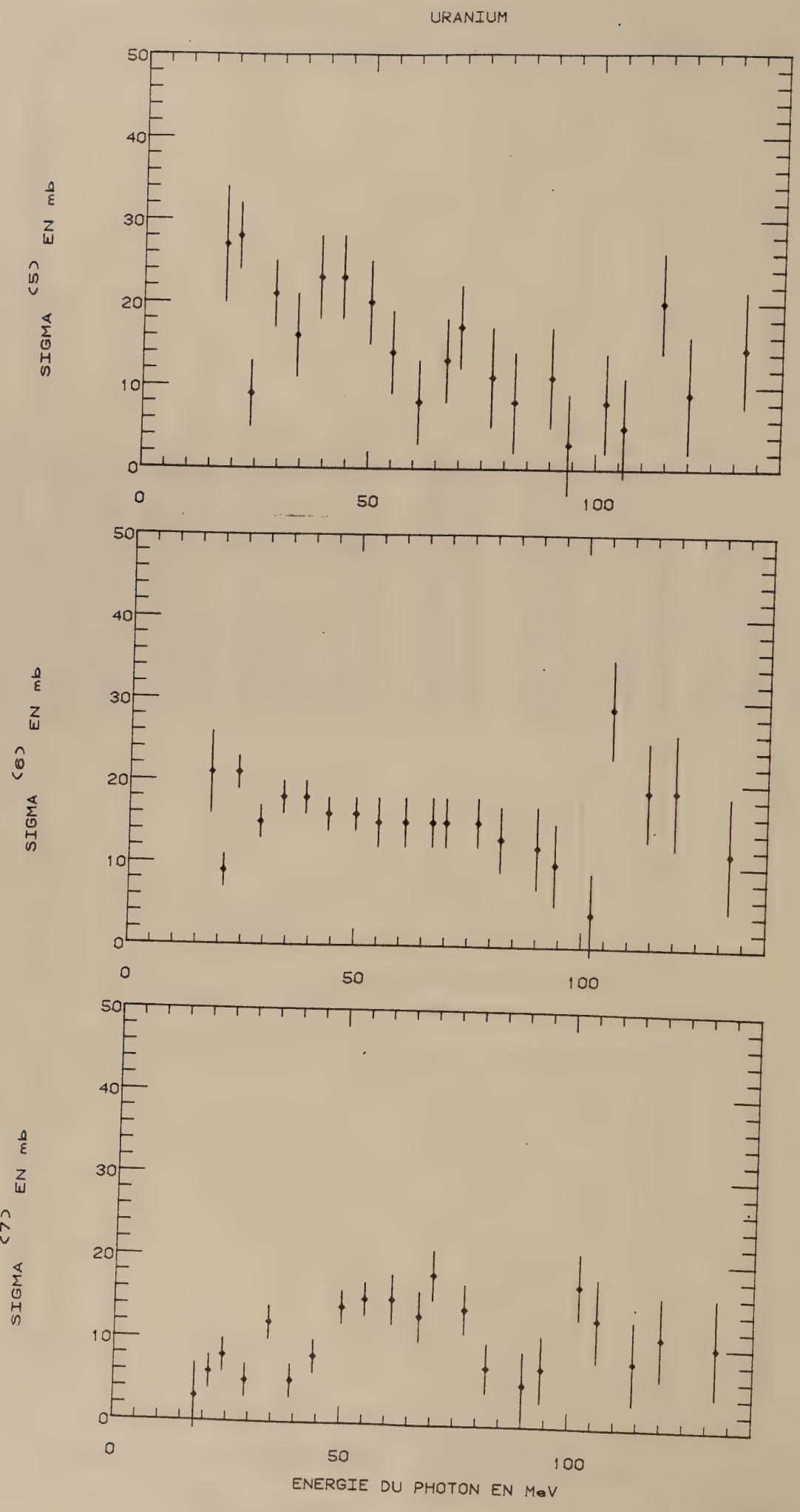

SIGMA (7) EN mb
SIGMA (8) EN mb
SIGMA (9) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV


PLOMB
SIGMA (10) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
SIGMA (11) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

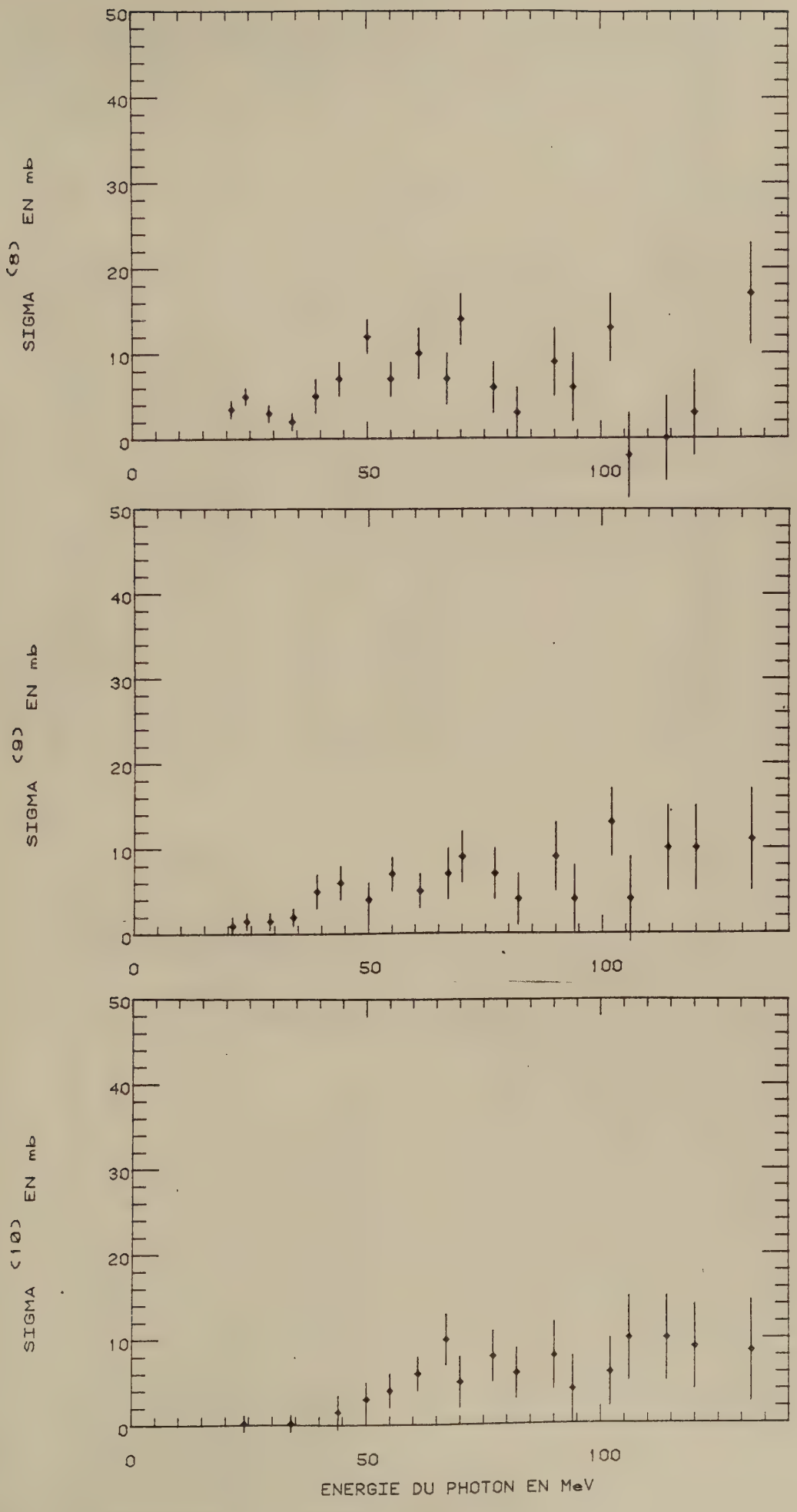
I.5. URANIUM

E MeV	(2n) SIGMA	(3n) SIGMA	(4n) SIGMA	(5n) SIGMA	(6n) SIGMA	(7n) SIGMA	(8n) SIGMA	(9n) SIGMA	(10n) SIGMA	(11n) SIGMA	(1 SIGMA
18.0	84.0± 20.0	29.0± 20.0	25.0± 8.0	27.0± 7.0	21.0± 5.0	3.0± 4.0					
21.0	40.0± 10.0	62.0± 8.0	45.0± 5.0	28.0± 4.0	9.0± 2.0	6.0± 2.0	3.5± 1.0	1.0± 1.0			
24.0	21.0± 6.0	32.0± 6.0	25.0± 3.0	9.0± 4.0	21.0± 2.0	8.0± 2.0	5.0± 1.0	1.5± 1.0	0.2± 1.0		
29.0	39.0± 4.0	25.0± 4.0	25.0± 3.0	21.0± 4.0	15.0± 2.0	5.0± 2.0	3.0± 1.0	1.5± 1.0			
34.0	25.0± 4.0	22.0± 4.0	22.0± 3.0	16.0± 5.0	18.0± 2.0	12.0± 2.0	2.0± 1.0	2.0± 1.0	0.2± 1.0		
39.0	22.0± 4.0	16.0± 4.0	25.0± 3.0	23.0± 5.0	18.0± 2.0	5.0± 2.0	5.0± 2.0	5.0± 2.0			
44.0	17.0± 4.0	13.0± 4.0	17.0± 4.0	23.0± 5.0	16.0± 2.0	8.0± 2.0	7.0± 2.0	6.0± 2.0	1.5± 2.0		
50.0	27.0± 4.0	19.0± 5.0	17.0± 4.0	20.0± 5.0	16.0± 2.0	14.0± 2.0	12.0± 2.0	4.0± 2.0	3.0± 2.0	1.0± 2.0	
55.0	18.0± 5.0	12.0± 5.0	15.0± 4.0	14.0± 5.0	13.0± 3.0	15.0± 2.0	7.0± 2.0	7.0± 2.0	4.0± 2.0		
61.0	18.0± 5.0	20.0± 3.0	16.0± 4.0	8.0± 5.0	15.0± 3.0	15.0± 3.0	10.0± 3.0	5.0± 2.0	6.0± 2.0		
67.0	11.0± 5.0	16.0± 4.0	14.0± 4.0	13.0± 5.0	15.0± 3.0	13.0± 3.0	7.0± 3.0	7.0± 3.0	10.0± 3.0	7.0± 3.0	
73.0	17.0± 5.0	20.0± 5.0	21.0± 4.0	17.0± 5.0	15.0± 3.0	18.0± 3.0	14.0± 3.0	9.0± 3.0	5.0± 3.0		
77.0	26.0± 5.0	12.0± 5.0	12.0± 5.0	11.0± 6.0	15.0± 3.0	14.0± 3.0	6.0± 3.0	7.0± 3.0	8.0± 3.0	9.0± 3.0	
82.0	12.0± 5.0	9.0± 4.0	4.0± 5.0	8.0± 6.0	13.0± 4.0	7.0± 3.0	3.0± 3.0	4.0± 3.0	6.0± 3.0	1.0± 3.0	
90.0	10.0± 5.0	7.0± 4.0	5.0± 5.0	11.0± 6.0	12.0± 5.0	5.0± 4.0	9.0± 4.0	9.0± 4.0	8.0± 4.0	7.0± 4.0	
94.0	12.0± 5.0	9.0± 4.0	10.0± 5.0	3.0± 6.0	10.0± 5.0	7.0± 4.0	6.0± 4.0	4.0± 4.0	4.0± 4.0	3.0± 4.0	0.5±
102.0	25.0± 6.0	12.0± 4.0	16.0± 6.0	8.0± 6.0	4.0± 5.0	17.0± 4.0	13.0± 4.0	13.0± 4.0	6.0± 4.0	5.0± 4.0	0.0±
106.0	14.0± 6.0	12.0± 4.0	8.0± 6.0	5.0± 6.0	29.0± 6.0	13.0± 5.0	-2.0± 5.0	4.0± 5.0	10.0± 5.0	10.0± 5.0	
114.0	15.0± 6.0	12.0± 4.0	1.0± 6.0	20.0± 6.0	19.0± 6.0	8.0± 5.0	0.0± 5.0	10.0± 5.0	10.0± 5.0	9.0± 5.0	0.0±
120.0	16.0± 6.0	12.0± 4.0	13.0± 6.0	9.0± 7.0	19.0± 7.0	11.0± 5.0	3.0± 5.0	10.0± 5.0	9.0± 5.0	8.0± 5.0	7.0±
132.0	15.0± 6.0	15.0± 5.0	10.0± 7.0	14.5± 7.0	11.5± 7.0	10.0± 6.0	17.0± 6.0	11.0± 6.0	8.5± 6.0	8.0± 6.0	7.5±

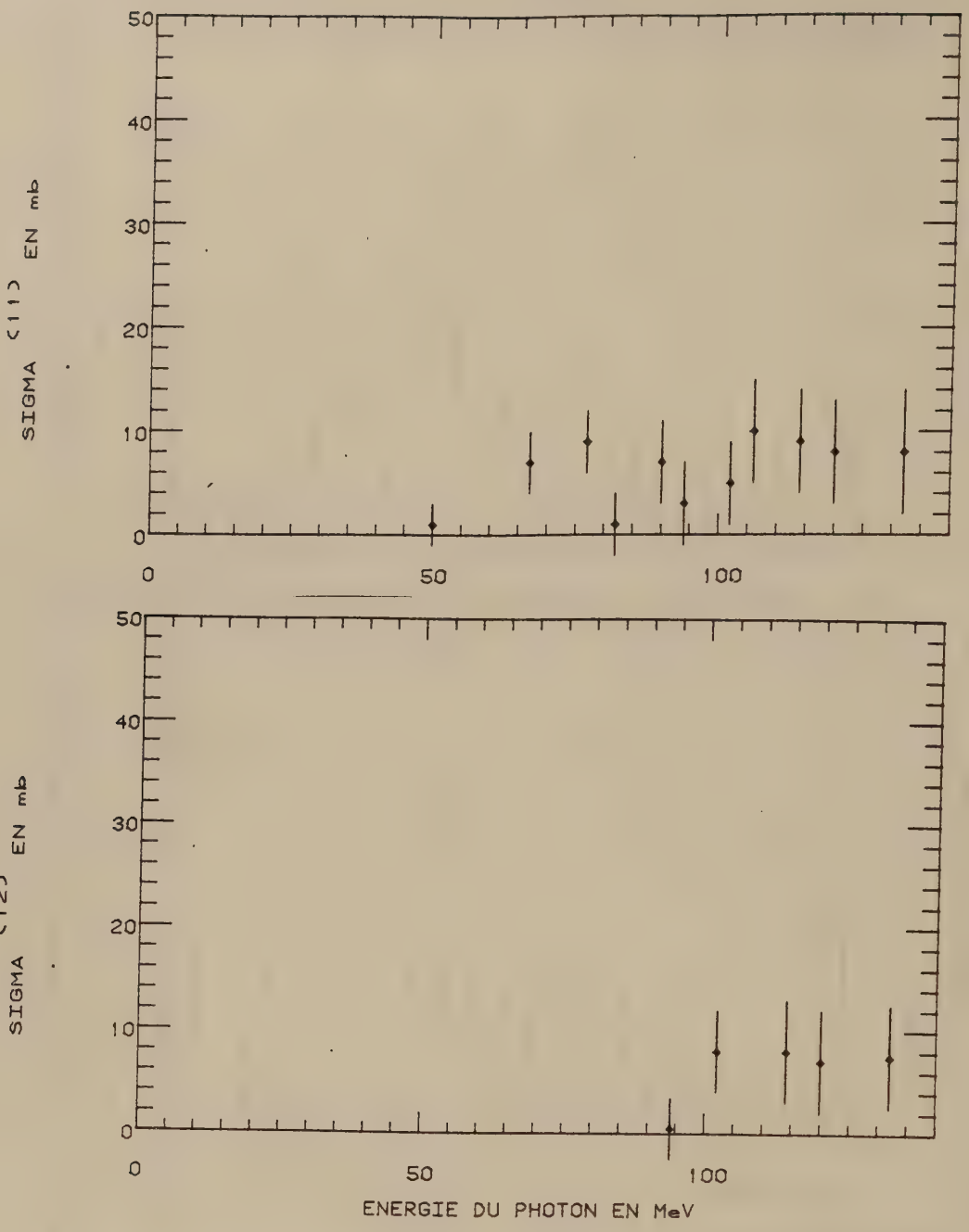

SIGMA (2) EN mb
100
80
60
40
20
0
0
50
100
SIGMA (3) EN mb
60
40
20
0
0
50
100
SIGMA (4) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV


URANIUM
SIGMA (5) EN mb
SIGMA (6) EN mb
SIGMA (7) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

URANIUM


SIGMA (8) EN mb
SIGMA (9) EN mb
SIGMA (10) EN mb
0
10
20
30
40
50
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

URANIUM


SIGMA (11) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
SIGMA (12) EN mb
50
40
30
20
10
0
0
50
100
ENERGIE DU PHOTON EN MeV

II. Tables des valeurs numériques de la multiplicité moyenne et de la largeur des distributions neutroniques pour Sn, Ce, Ta, Pb et U.

II.1. ETAIN

Energie (MeV)	Multiplicité moyenne	Largeur
18	2,0 ± 0,1	
21	2,0 ± 0,1	
23	2,0 ± 0,1	0,02 ± 0,2
28	2,3 ± 0,1	0,5 ± 0,2
30	2,7 ± 0,1	0,5 ± 0,2
33	2,6 ± 0,1	0,6 ± 0,2
37	3,1 ± 0,1	0,7 ± 0,2
40	3,3 ± 0,1	0,6 ± 0,2
40	3,3 ± 0,2	0,7 ± 0,2
44	3,8 ± 0,3	
51	3,7 ± 0,3	0,8 ± 0,2
52	3,6 ± 0,3	1,2 ± 0,2
58	3,7 ± 0,3	1,2 ± 0,2
63	3,7 ± 0,3	1,2 ± 0,2
67	4,2 ± 0,3	1,4 ± 0,2
71	4,3 ± 0,3	1,2 ± 0,2
77	4,1 ± 0,2	1,6 ± 0,2
79	4,6 ± 0,4	0,6 ± 0,3
84	4,9 ± 0,3	1,0 ± 0,2
87	3,7 ± 0,2	1,6 ± 0,3
89	4,7 ± 0,3	1,3 ± 0,4
95	5,7 ± 0,4	
103	5,0 ± 0,3	1,4 ± 0,4
104	6,4 ± 0,8	
111	4,9 ± 0,2	1,9 ± 0,3
119	6,0 ± 0,5	0,5 ± 0,5
127	5,0 ± 0,3	1,9 ± 0,3
132	4,6 ± 0,4	2,1 ± 0,3

II.2. CERIUM

Energie (MeV)	Multiplicité moyenne	Largeur
27	2,2 ± 0,05	0,4 ± 0,1
31	2,5 ± 0,10	0,5 ± 0,1
34	2,9 ± 0,10	0,5 ± 0,1
36	2,9 ± 0,15	0,6 ± 0,1
40	3,3 ± 0,2	0,6 ± 0,1
44	3,4 ± 0,2	0,8 ± 0,1
46	3,7 ± 0,2	0,8 ± 0,1
51	3,1 ± 0,2	1,3 ± 0,1
54	3,2 ± 0,2	1,6 ± 0,1
59	3,3 ± 0,2	1,4 ± 0,1
62	3,7 ± 0,2	1,5 ± 0,1
65	3,8 ± 0,3	1,5 ± 0,1
70	3,7 ± 0,2	1,5 ± 0,1
74	3,2 ± 0,2	1,7 ± 0,1
77	4,0 ± 0,2	1,6 ± 0,1
82	4,2 ± 0,2	1,6 ± 0,1
85	4,0 ± 0,2	1,9 ± 0,1
87	3,7 ± 0,2	1,7 ± 0,1
92	4,1 ± 0,4	2,1 ± 0,1
96	4,5 ± 0,3	1,9 ± 0,1
97	4,0 ± 0,3	1,9 ± 0,2
105	6,8 ± 0,7	
110	5,8 ± 0,5	1,2 ± 0,3
112	5,1 ± 0,4	2,0 ± 0,4
119	4,6 ± 0,4	2,1 ± 0,5
127	5,3 ± 0,5	2,3 ± 0,6
132	9,8 ± 2,5	

II.3. TANTALE

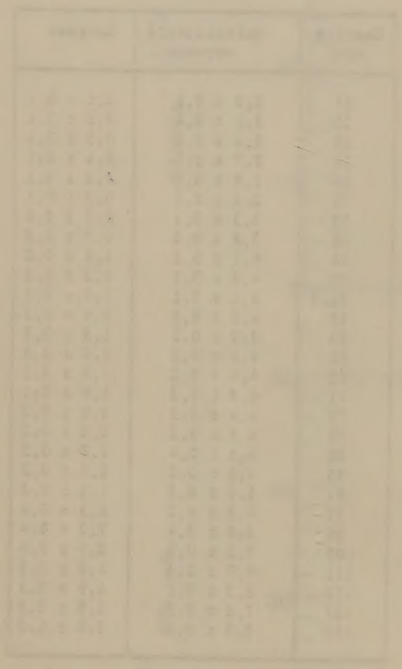
Energie (MeV)	Multiplicité moyenne	Largeur
21	2,0 ± 0,1	0,2 ± 0,1
23	2,1 ± 0,1	0,3 ± 0,1
25	2,4 ± 0,1	0,5 ± 0,1
26	2,7 ± 0,1	0,4 ± 0,1
29	2,9 ± 0,1	0,3 ± 0,1
31	3,1 ± 0,1	0,3 ± 0,1
33	3,3 ± 0,1	0,5 ± 0,2
40	3,8 ± 0,2	0,7 ± 0,2
46	4,1 ± 0,2	1,0 ± 0,2
52	4,0 ± 0,2	1,3 ± 0,2
52,5	4,1 ± 0,2	1,2 ± 0,2
55	4,3 ± 0,2	1,4 ± 0,3
59	3,9 ± 0,2	1,6 ± 0,3
62	4,1 ± 0,2	1,6 ± 0,3
65	4,4 ± 0,2	1,6 ± 0,3
71	4,5 ± 0,3	1,8 ± 0,3
75	4,4 ± 0,2	2,0 ± 0,3
78	4,9 ± 0,3	2,0 ± 0,3
80	4,6 ± 0,4	1,8 ± 0,3
85	4,6 ± 0,2	2,1 ± 0,3
91	5,3 ± 0,3	1,9 ± 0,3
95	4,5 ± 0,2	2,5 ± 0,4
99	5,8 ± 0,4	2,0 ± 0,4
105	5,2 ± 0,3	2,4 ± 0,4
111	6,7 ± 0,5	1,8 ± 0,5
119	6,3 ± 0,5	1,9 ± 0,5
127	7,2 ± 0,5	1,8 ± 0,5
132	5,3 ± 0,6	2,3 ± 1,0

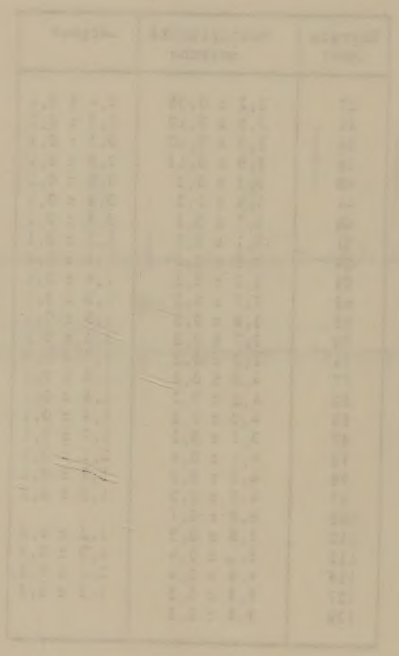
II.4. PLOMB

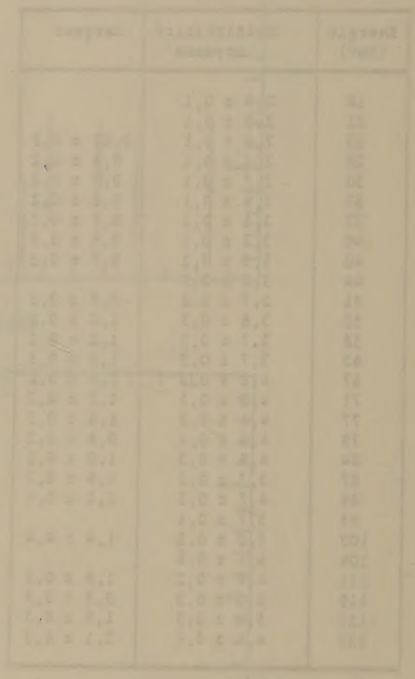
Energie (MeV)	Multiplicité moyenne	Largeur
18	2,0 ± 0,1	
21	2,3 ± 0,1	0,4 ± 0,1
24	2,1 ± 0,1	0,3 ± 0,1
27	2,6 ± 0,1	0,5 ± 0,1
29	3,0 ± 0,2	0,2 ± 0,1
32	3,0 ± 0,2	0,4 ± 0,1
33	3,4 ± 0,2	
34	3,2 ± 0,2	0,4 ± 0,2
35	3,8 ± 0,2	
38	3,5 ± 0,3	0,7 ± 0,2
40	3,3 ± 0,3	1,0 ± 0,2
45	3,7 ± 0,2	1,0 ± 0,2
46	4,1 ± 0,2	1,1 ± 0,2
47	4,0 ± 0,3	1,3 ± 0,2
50	3,9 ± 0,3	1,4 ± 0,2
51	4,3 ± 0,4	1,3 ± 0,2
55	3,9 ± 0,2	1,7 ± 0,3
58	3,8 ± 0,2	1,3 ± 0,3
62	4,4 ± 0,3	1,7 ± 0,3
64	4,1 ± 0,3	1,9 ± 0,3
66	4,5 ± 0,3	1,7 ± 0,3
70	4,8 ± 0,4	1,7 ± 0,3
72	4,9 ± 0,4	1,9 ± 0,3
75	5,0 ± 0,5	2,3 ± 0,3
77	4,4 ± 0,5	2,2 ± 0,3
79	4,7 ± 0,5	1,9 ± 0,3
82	4,5 ± 0,5	2,1 ± 0,3
86	5,9 ± 0,5	2,1 ± 0,3
92	5,4 ± 0,5	2,1 ± 0,3
98	5,3 ± 0,5	2,5 ± 0,4
103	6,3 ± 0,5	2,2 ± 0,4
106	6,7 ± 0,5	3,8 ± 1,0
112	6,4 ± 0,5	2,5 ± 0,6
119	6,3 ± 0,5	2,1 ± 0,6
127	7,1 ± 0,6	2,2 ± 0,7
132	5,9 ± 0,6	3,3 ± 1,0

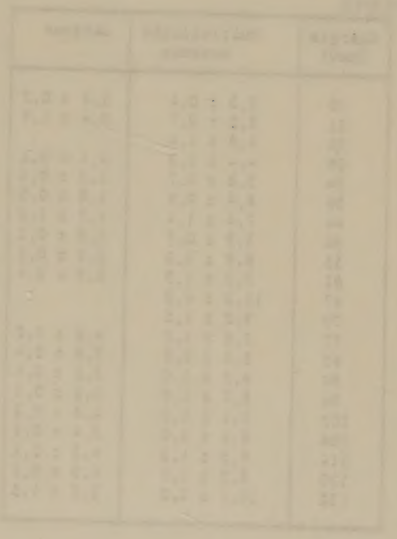
II.5. URANIUM

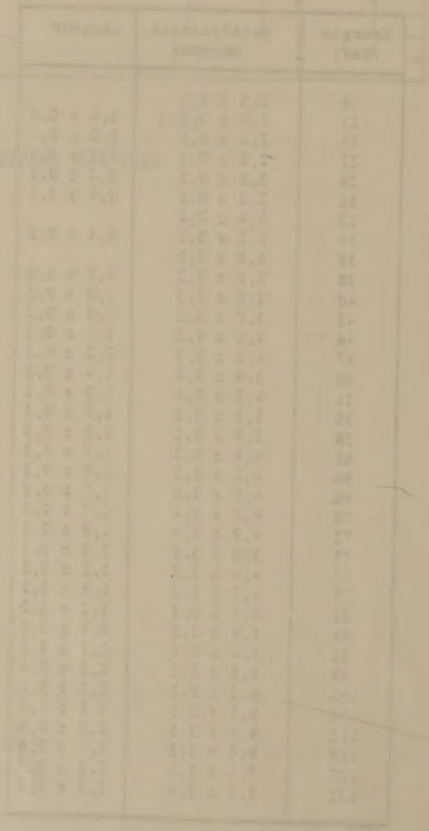
Energie (MeV)	Multiplicité moyenne	Largeur
18	3,3 ± 0,4	1,8 ± 0,2
21	5,2 ± 0,7	0,4 ± 1,6
24	6,8 ± 1,4	
29	4,4 ± 0,3	2,1 ± 0,2
34	5,8 ± 0,7	2,0 ± 0,2
39	6,4 ± 0,9	1,8 ± 0,5
44	7,4 ± 1,4	1,7 ± 1,0
50	5,9 ± 0,7	3,0 ± 0,2
55	6,9 ± 1,5	2,9 ± 0,2
61	7,3 ± 1,5	2,5 ± 0,4
67	11,3 ± 4,0	
70	9,0 ± 1,5	
77	5,6 ± 1,0	4,0 ± 0,2
82	6,6 ± 2,0	3,6 ± 0,4
90	9,3 ± 3,0	3,6 ± 0,4
94	6,7 ± 1,5	3,6 ± 0,2
102	6,1 ± 1,0	4,5 ± 0,3
106	8,4 ± 2,0	3,4 ± 0,5
114	8,5 ± 1,5	4,3 ± 0,4
120	8,3 ± 1,5	4,0 ± 0,5
132	10,1 ± 2,0	2,2 ± 1,5











Mr. Alfred LEPRETRE : MESURES DES SECTIONS EFFICACES PHOTONUCLEAIRES DE 30 A 140 MeV POUR LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS (Sn, Ce, Ta, Pb et U).

RESUME : Les sections efficaces d'absorption totale photonucleaires pour Sn, Ce, Ta, Pb et U ont été étudiées de 25 à 140 MeV en utilisant un faisceau de photons quasimonochromatique obtenu par annihilation en vol de positons monoénergétiques. Les résultats expérimentaux sont essentiellement un ensemble de données donnant les sections efficaces $\sigma^{(j)}(E_\gamma)$ pour lesquelles il y a émissions d'au moins j neutrons (ceci pour j compris entre 1 et 12). A partir de ces données les sections efficaces d'absorption totale photonucléaires $\sigma(\text{tot} : E_\gamma)$ sont déduites. Il est conclu que le modèle modifié du quasideutéron décrit raisonnablement bien les sections efficaces. Quand ces données sont combinées avec des données de plus basse énergie et sont intégrées jusqu'à 140 MeV, on montre que le facteur K d'accroissement pour la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn est de 0,76 ± 0,10. Il n'a pas été trouvé de dépendance en A pour ce facteur d'accélération.

A partir des enregistrements, événement par événement, des multiplicités photoneutroniques observées, il a été possible de déterminer le nombre moyen de photoneutrons ν, pour chaque énergie de photon ainsi que la largeur W des distributions de ces multiplicités photoneutroniques. A partir de ces mesures, on obtient aussi la section efficace pour la formation d'un noyau composé ayant pour énergie d'excitation l'énergie entière du photon absorbé.

MOTS CLES

- Sections efficaces photoneutroniques partielles et totales pour Sn, Ce, Ta, Pb et U ; photons monochromatiques de 25 à 140 MeV ;
- sections efficaces intégrées ; multiplicité neutronique moyenne ; largeur de la distribution de la multiplicité neutronique.